

SÉRIE A, N° 2.567

N° D'ORDRE :

34 39

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

le Grade de Docteur es Sciences Physiques

PAR

Louis Jauneau

1^{re} THÈSE *sur "les conditions de détection des mésons cosmiques
et l'étude de leur production au moyen des
émulsions nucléaires"*

2^e THÈSE *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le *16 Juin 1953* devant la Commission d'examen

MM. *Louis de Broglie* *Président*

Max Morand
P. Auger
Louis Leprince-Ringuet } *Examineurs*

FACULTE DES SCIENCES

Nom du Candidat: **JAUNEAU**.

Prénom: **Louis**.

Date de la soutenance: 16 Juin 1953.

Numéro d'ordre Série A 2567. N° 3439.

JAUNEAU (Louis). — Sur les conditions de détection des mésons cosmiques et l'étude de leur production au moyen des émulsions nucléaires. — *Paris, Lithographie de l'Ecole Polytechnique, 1953, in-4°, 111 p.*

(Thèse Sc. Phys., Paris, 1953.
Série A, 2567. N° 3439.)

JAUNEAU (Louis). — Sur les conditions de détection des mésons cosmiques et l'étude de leur production au moyen des émulsions nucléaires. — *Paris, Lithographie de l'Ecole Polytechnique, 1953, in-4°, 111 p.*

(Thèse Sc. Phys., Paris, 1953.
Série A, 2567. N° 3439.)

JAUNEAU (Louis). — Sur les conditions de détection des mésons cosmiques et l'étude de leur production au moyen des émulsions nucléaires. — *Paris, Lithographie de l'Ecole Polytechnique, 1953, in-4°, 111 p.*

(Thèse Sc. Phys., Paris, 1953.
Série A, 2567. N° 3439.)

JAUNEAU (Louis). — Sur les conditions de détection des mésons cosmiques et l'étude de leur production au moyen des émulsions nucléaires. — *Paris, Lithographie de l'Ecole Polytechnique, 1953, in-4°, 111 p.*

(Thèse Sc. Phys., Paris, 1953.
Série A, 2567. N° 3439.)

SÉRIE A, N° 2.567

N° D'ORDRE :

3439

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

le Grade de Docteur es Sciences Physiques

PAR

Louis Jauneau

1^{re} THÈSE *sur "les conditions de détection des mésons cosmiques
et l'étude de leur production au moyen des
émulsions nucléaires"*

2^e THÈSE *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le *16 Juin 1953* devant la Commission d'examen

MM. *Louis de Broglie* Président

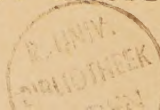
Max Morand
P. Auger
Louis Leprince-Ringuet } Examinateurs

FACULTE des SCIENCES de l'UNIVERSITE de PARIS

Doyen..... M. A. CHATELET

Professeurs

G. JULIA	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure
A. DENJOY	T Théorie des Fonctions
L. LUTAUD	T Géographie physique et Géologie dynamique
E. DARMOIS	T Enseignement de Physique
Robert LEVY	T Physiologie comparée....
FOCH	T Mécanique physique et expérimentale.
PAUTHENIER	T Electrotechnique générale
de BROGLIE	T Théories physiques
JOB	T Chimie générale
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparées
COMBES	T Physiologie végétale
GARNIER	T Géométrie supérieure
PERES	T Mécanique des fluides et applications
LAUGIER	T Physiologie générale...
TOUSSAINT	T Technique Aéronautique
M. CURIE	T Physique (P.C.B.)
G. RIBAUD	T Hautes Températures
CHAZY	T Mécanique analytique et Mécanique Céleste
CROZE	T Physique théorique et physique céleste
DUPONT	T Théories chimiques
VALIRON	T Calcul différentiel et Calcul intégral
BARRABE	T Géologie structurale et géologie appliquée
G. DARMOIS	T Calcul des probabilités et Physique mathématique
Jacques	
BOURCART	T Géographie physique et Géologie dynamique
AUBEL	T Chimie biologique
Mme JOLIOU-CURIE	T Physique générale et Radioactivité
PLANTEFOL	T Botanique
CABANNES	T Recherches physiques
GRASSE	T Evolution des êtres organisés
PREVOST	T Chimie organique
BOULIGAND	T Application de l'analyse à la Géométrie
CHAUDRON	T Chimie appliquée
WYART	T Minéralogie
TEISSIER	T Zoologie
MANGENOT	T Biologie végétale
P. AUGER	T Physique quantique et relativité
MONNIER	Physiologie générale
PIVETEAU	T Géologie
ROCARD	T Physique
H. CARTAN	T Mathématiques (E.N. Supérieure)
SCHAEFFER	T Physiologie des fonctions
LAFFITTE	T Chimie générale
FAVARD	T Mécanique générale
COULOMB	T Physique du Globe....
Melle COUSIN	T Biologie animale (B.C.B.)
CHRETIEN	T Chimie minérale
P. DRACH	T Zoologie
KASTLER	T Physique
CHATELET	T Arithmétique et théorie des nombres



EPHRUSSI	T Génétique
WURMSER	T Biologie physico-chimique
BAUER	T Chimie-Physique
RIVIERE	Géologie (P.C.B.)
GAUTHERET	T Biologie végétale (P.C.B.)
LUCAS	T Physique
A. THOMAS	T Evolution des êtres organisés
ARNULF	Optique appliquée
Max MORAND	Physique
SOLEILLET	Physique
FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides
DANJON	T Astronomie
FORMAGEOT	T Chimie Biologique
LAPORTE	T Physique générale et Radioactivité
JANET	T Mathématiques générales
PETIT	T Biologie maritime
QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique
GALLIEN	T Biologie animale (P.C.B.)
EICHHORN	Biologie végétale (P.C.B.)
de CUGNAC	Biologie végétale (P.C.B.)
Melle CAUCHOIS	T Chimie-Physique
THELLIER	Physique du Globe
AUDUBERT	Electrochimie
L'HERITIER	Génétique
GRIVET	T Radio Electricité
PONCIN	Mécanique des fluides
THIRY	T Mécanique appliquée
DUBREIL	Mathématiques générales
QUELET	Chimie (P.C.B.)
CAGNIARD	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	Chimie appliquée
CUVILLIER	Géologie structurale et Géologie appliquée
JUNG	T Pétrographie
TRILLAT	Physique (P.C.B.)
WIEMANN	Chimie (P.C.B.)
JACQUINOT	T Physique (P.C.B.)
VASSY	Physique de l'atmosphère
DESTOUCHES	Théories physiques
M. PRUVOST	T Géologie
AMIEL	Chimie (P.C.B.)
HOCART	Minéralogie
MACHEBOEUF	Microbiologie
J.P. MATHIEU	Physique (P.C.B.)
COUTEAUX	Biologie animale (P.C.B.)
MAY	Biologie animale (P.C.B.)
CHOQUET	Calcul différentiel
FELDMANN	Biologie (P.C.B.)
GUINIER	Physique (P.C.B.)
JOST	Biologie (P.C.B.)

Secrétaire.....Ch. MONIER.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552427_0038

AVANT - PROPOS.

Dans le champ des techniques variées dont dispose actuellement le physicien du rayonnement cosmique, celle des émulsions photographiques épaisses est la plus simple, la plus maniable, mais non la moins délicate à utiliser. Son efficacité en fait l'appareil intégrateur par excellence et permet l'enregistrement de phénomènes rares, mésons en fin de parcours, désintégrations nucléaires. La plaque photographique fait mieux que de détecter : il est possible au physicien de voir au sein de l'émulsion la trace laissée par le phénomène. Sa légèreté permet de l'exposer à des altitudes stratosphériques, où le rayonnement cosmique est encore intense et n'a pas été dégradé par ses interactions avec les noyaux de l'atmosphère.

Cette technique a fait de rapides progrès depuis les premières observations d'explosions nucléaires, appelées étoiles, par BLAU et WAMBACHER (1937) et par JDANOV (1942). Les premières plaques étaient peu sensibles : or une particule laisse une trace d'autant plus faible, jusqu'à une certaine valeur minimum, qu'elle est plus énergique. Après la guerre, la collaboration entre la firme anglaise Ilford et les physiciens de l'Ecole de Bristol apporte une amélioration notable de la sensibilité des plaques, qui enregistrent alors les particules d'énergie moyenne. Ce progrès retentit immédiatement dans la Physique cosmique, et LATTES, OCCHIALINI et POWELL, puis PERKINS découvrent le méson π (1947) et étudient le comportement des mésons π positifs et négatifs. Il devient également possible d'étudier le mécanisme des interactions nucléaires. Enfin, en 1948, le domaine d'enregistrement s'étend jusqu'aux énergies relativistes, et des gerbes de particules de grande énergie, analogues aux gerbes pénétrantes observées à la chambre de WILSON, apparaissent dans certaines explosions nucléaires. En même temps, le développement des grands accélérateurs prolongeait le domaine d'application des plaques photographiques et apportait des éléments essentiels à la connaissance des mésons, sur les probabilités d'émission des mésons au voisinage du seuil de création et surtout sur les propriétés fondamentales de ces particules, ce qui allait permettre aux théoriciens de s'orienter dans le dédale des théories possibles.

Les deux problèmes les plus importants, à l'heure actuelle, de la physique cosmique, sont sans nul doute, ceux de la détection des particules lourdes instables et de l'étude du mode de production des mésons dans les interactions nucléaires de grande énergie. Dans les deux cas, la plaque présente l'avantage de son grand pouvoir d'arrêt et de son efficacité, et le rayonnement cosmique offre au physicien un domaine d'énergie incomparablement plus étendu que celui fourni par les plus grands accélérateurs.

Les mésons lourds ont suscité de nombreux travaux depuis quelques années, en particulier dans ce laboratoire. Parallèlement, il ne nous a pas semblé inutile d'étudier les conditions de détection des mésons que l'on pourrait maintenant appeler "classiques", les mésons μ et π , dans des plaques exposées à différentes altitudes. Ceci peut être un enseignement sur les meilleures conditions à réaliser pour l'enregistrement des nouveaux mésons. Cette étude fera l'objet de la seconde partie du présent travail. La troisième partie sera consacrée aux interactions nucléaires de grande énergie, et en particulier au problème important, mais combien délicat, de la genèse des mésons π dans ces interactions. Les résultats expérimentaux sur les multiplicités et les distributions angulaires des gerbes seront comparés aux diverses théories de production des mésons.

Ce travail débutera par un exposé des conditions expérimentales, des qualités exigées de l'émulsion, et des méthodes de mesures nécessaires à l'étude envisagée.

PREMIERE PARTIE

LA TECHNIQUE DES EMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES EPAISSES

I - DESCRIPTION des PLAQUES . VOLS.

Le matériel expérimental se compose de plaques nucléaires Ilford G-5 d'épaisseur 200μ (format $2,5 \times 7,5$ cm.) et 400μ (format 5×10 cm.), exposées, soit à très haute altitude au moyen de ballons stratosphériques, soit à l'Observatoire^{du} Jungfrauoch (3.500 mètres). Quelques-unes furent laissées au sol pour servir de témoins.

Pour les séries 51 à 81, les vols de ballons furent effectués à partir de la station météorologique de Trappes, près de Paris, soit à une latitude géomagnétique de 52° N. La nacelle portait un émetteur transmettant à terre des indications d'altitude et permettant à une voiture-radio de suivre les ballons (1). Ceux-ci furent retrouvés dans un rayon de quelques centaines de kilomètres. Les caractéristiques des vols sont indiquées dans la table II. La série 65 ayant fait l'objet d'une étude plus approfondie, la courbe de vol correspondante est donnée dans la figure 1.

Pour ces vols, les plaques, enfermées dans une boîte étanche de laiton de 1 mm. d'épaisseur, étaient placées dans une enceinte isotherme d'ébonite mousse contenant également les piles destinées à l'alimentation de la radio-sonde. La disposition de ces divers éléments, pour les vols des séries 59 à 81, est indiquée dans la figure 2. Pour la série 51, le même dispositif était surmonté de 8 gr. cm^{-2} de matière.

Les plaques exposées à l'Observatoire du Jungfrauoch étaient laissées dans leur emballage de carton et suspendues par un fil à environ un mètre de la paroi rocheuse latérale.

Toutes ces plaques ont été développées au laboratoire LEPRINCE-RINGUET selon une méthode dérivée de celle de l'Ecole de Bruxelles [2]
[3] [4] .

Les mesures faites pour la présente étude sont de deux sortes : mesures d'angles et mesures d'ionisation par comptage des grains de la trace. La mesure de l'inclinaison d'une trace suppose la connaissance du coefficient de contraction de l'émulsion, l'épaisseur de l'émulsion ayant subi de grandes variations au cours de son passage dans les divers bains de développement et de fixage . La méthode la plus simple consiste à prendre pour épaisseur initiale moyenne celle indiquée par le fabricant, et à mesurer au microscope au moyen d'un comparateur micro-

(1).- Cette technique a été développée au Laboratoire LEPRINCE-RINGUET
[1] .

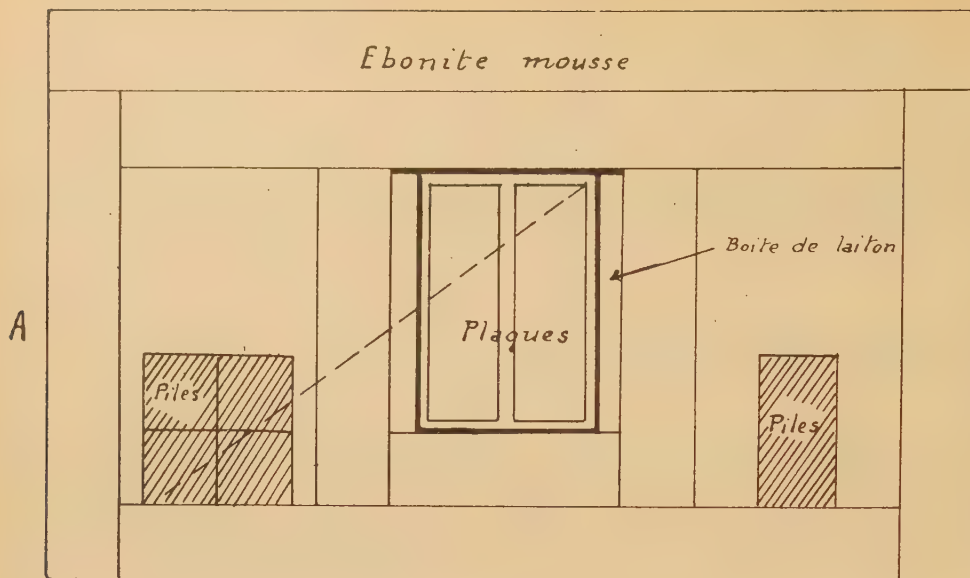


Figure 2

Schéma de la nacelle indiquant la position des plaques par rapport aux matériaux environnants.

A : coupe verticale.
B : " horizontale

Echelle ($\frac{1}{3}$)

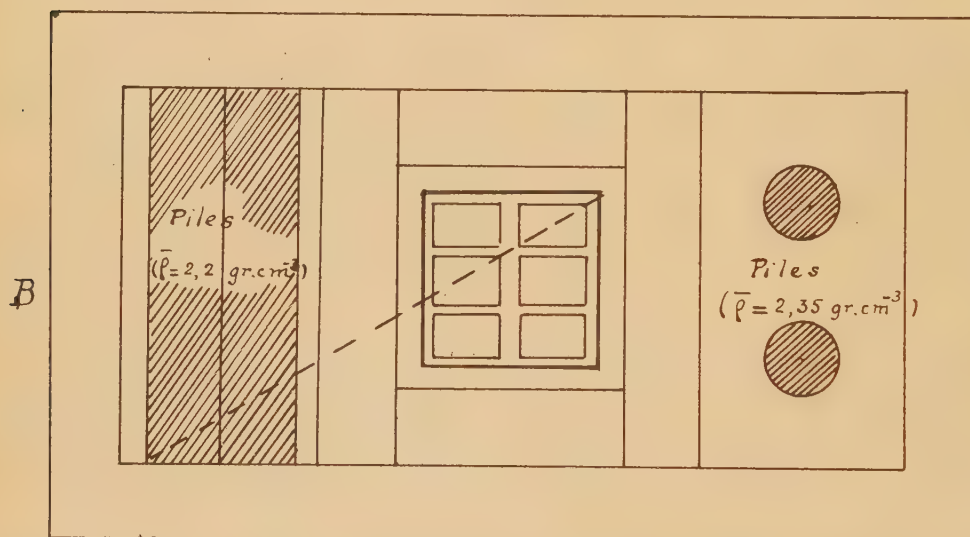
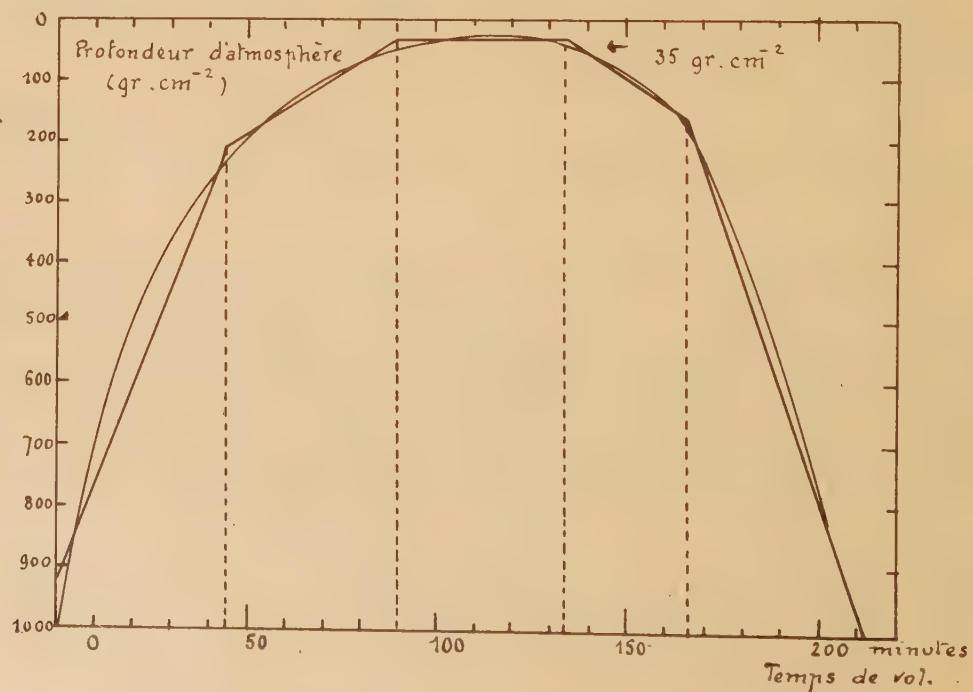


Figure. 1

Courbe de vol de la série 65

(La ligne brisée superposée à cette courbe représente une approximation commode pour le calcul).



métrique, l'épaisseur après séchage, en différents points de la plaque. La valeur ainsi obtenue peut être une bonne estimation du coefficient de contraction, mais il est bon de la vérifier par une méthode ne faisant pas intervenir les irrégularités dues au coulage de l'émulsion.

L'une des méthodes possibles consiste à considérer une trace rectiligne de longueur constante et à mesurer sa longueur projetée sur le plan de l'émulsion et la différence des cotes de ses deux extrémités. Elle a été décrite par L. VIGNERON : les plaques sont imprégnées d'un corps radioactif et on mesure le parcours d' α bien déterminés [5] .

Mais il est peu commode d'imprégner des plaques exposées au rayonnement cosmique et il est préférable de faire appel à des phénomènes produits naturellement dans l'émulsion, c'est-à-dire aux étoiles de contamination. Une seule raie α est bien séparée des autres : celle due au $Th\ C'$, de parcours moyen 47μ . Mais les α du $Th\ C'$ sont assez rares, et, pour opérer plus rapidement, on peut se contenter de la raie du $Ra\ C'$ de parcours moyen 38μ .

Solient x et y les projections horizontales et verticales de la trace d'un α d'une raie donnée de parcours l . x et y sont liés par la relation :

$$x^2 + k^2 y^2 = l^2 \quad k \text{ étant le coefficient de contraction.}$$

Il est commode d'obtenir une représentation linéaire en posant $u = x^2$ $v = y^2$. La pente de la droite la mieux adaptée au nuage de points est $-\frac{1}{k^2}$ d'où k . Cette méthode permet d'atteindre très rapidement une précision de l'ordre de 10%. On a vérifié ainsi, pour la série 65, le bon accord entre l'estimation obtenue par les α radioactifs et celle déduite d'une mesure ^{directe} v : $k \sim 2,5$.

Cette précision est ici largement suffisante. Pour des plaques plus épaisses (de 400μ à 1.200μ), il serait illusoire de chercher une précision supérieure, particulièrement pour les émulsions imprégnées de glycérine pour lesquelles le coefficient de contraction est plus faible et peut être voisin de 1. En effet, k fluctue avec les conditions extérieures, humidité, température, et peut varier régulièrement au cours du temps dans le sens d'une plus grande contraction. On aura alors intérêt à "étalonner" la méthode grossière décrite au début par la méthode des α , puis à effectuer à nouveau la mesure rapide de k pour chaque série de mesures faites sur la plaque étudiée.

II - MESURES d' IONISATION.

§ 1.- GENERALITES.

Les mesures de densité de grains des traces de particules chargées jouent un rôle important dans l'application des plaques photographiques à la physique cosmique, car elles permettent de déterminer la

vitesse, ou encore l'énergie réduite $\frac{E}{Mc^2}$ de ces particules. Or la relation entre

l'ionisation laissée par une particule, c'est-à-dire la densité de grains de sa trace, et sa vitesse, possède une histoire théorique assez compliquée et encore un peu incertaine, dont l'issue est d'une grande importance du point de vue expérimental.

La formule de BETHE-BLOCH prévoit, pour la perte d'énergie d'une particule chargée, une décroissance quand $\frac{E}{Mc^2}$ augmente, puis, après un minimum aux environs de 3 fois l'énergie de masse, une croissance logarithmique avec la vitesse, due à l'accroissement relativiste du rayon d'action. FERMI [6], puis WICK [7] et HALPERN et HALL [8], mirent en évidence l'effet de polarisation du milieu et montrèrent qu'au lieu de croître indéfiniment, la perte d'énergie atteint une valeur constante (pour $\frac{E}{Mc^2} \sim 20$ dans le cas du fer). Cette perte d'énergie correspond à l'ionisation du milieu (apparition des grains qui seront développés), à l'émission de secondaires, et à l'émission de la radiation de CERENKOFF. L'importance de cette dernière fut soulignée par A. BOHR [9] qui montra qu'elle pouvait expliquer toute la croissance de $\frac{dE}{dx}$ aux énergies relativistes.

L'année d'après, OCCHIALINI [10] ne trouva aucune remontée dans la limite des erreurs (10%), sur des traces de particules relativistes enregistrées dans les émulsions photographiques. Ces résultats, confirmés par l'Ecole de Bristol, [11] [12], suscitèrent des calculs théoriques de MESSEL et RITSON [13] et SCHÖNBERG [14] en accord avec la conclusion de A. BOHR.

Plus récemment, des expériences semblèrent mettre en évidence une remontée relativiste de l'ionisation dans les émulsions photographiques [15] à [19]. Or on ne pouvait admettre la réabsorption immédiate de la radiation de CERENKOFF émise, nécessaire pour expliquer la croissance de l'ionisation. Une récente théorie de SCHÖNBERG dans laquelle le mécanisme de la perte est différent de celui de la théorie de FERMI, rend compte, de manière satisfaisante, des résultats expérimentaux [20].

En réalité, on mesure des densités de grains. Or le processus de formation et de développement des grains est un phénomène complexe, et la relation entre la perte d'énergie de la particule et le nombre de grains apparaissant au développement n'est pas simple a priori.

Plus exactement, la quantité intéressante est le rapport entre la densité de grains N mesurée sur une certaine trace, et la densité N_0 correspondant au minimum d'ionisation.

L'expérimentateur voulant utiliser des mesures d'ionisation de traces de particules chargées se trouve donc en présence de 3 problèmes :

1°) vérifier que le minimum d'ionisation correspond à des traces visibles dans l'émulsion (sous-entendu en utilisant un fort grossissement), c'est-à-dire que l'émulsion est suffisamment sensible ;

2°) déterminer la densité de grains correspondant au minimum d'ionisation ;

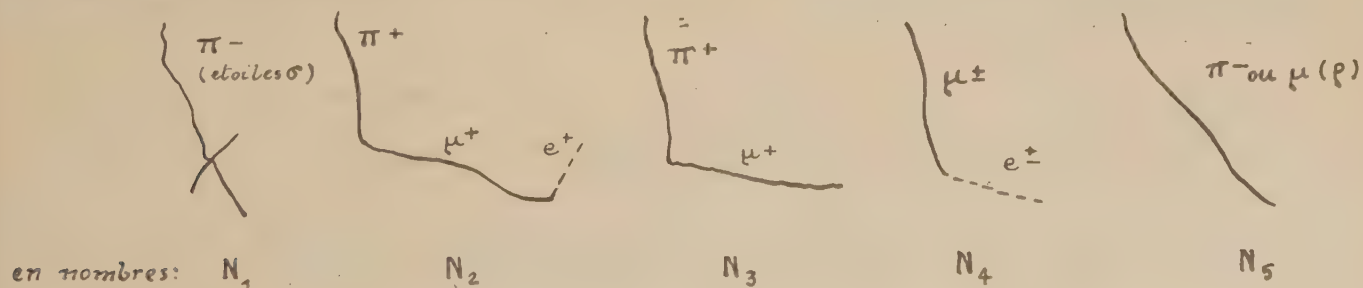
3°) étudier la relation entre la perte d'énergie par ionisation et la densité de grains.

§ 2.- TEST de la SENSIBILITE de l'EMULSION.

La vérification préalable de la sensibilité de l'émulsion peut être nécessaire dans un certain nombre de cas. Les plaques que l'on désire utiliser peuvent être sous-développées, et le fait par exemple de voir des électrons de grande énergie, (électrons de désintégration des mésons μ , ou paires) ne prouve pas que l'on puisse voir tous les électrons. D'autres plaques peuvent présenter au contraire un "fond" gênant et offrir un intérêt qui mérite cette étude préliminaire. Il peut arriver que certaines expériences nécessitent l'attente de conditions de vol particulièrement favorables (c'est le cas d'expériences sur l'effet de latitude, entreprises actuellement au laboratoire, avec des vols effectués à Colomb-Béchar, Sahara). Une longue attente au sol augmentera le "fond" (grains, traces isolées) et rendra plus difficile l'observation des traces de particules énergiques. Par contre, d'autres plaques, comme celles plus récemment développées au laboratoire, qui se révèlent excellentes au premier examen, n'ont pas à faire l'objet d'une telle étude.

a) Principe de la méthode. Pour déterminer la probabilité d'observation d'une trace de particule relativiste, il est commode d'utiliser les électrons secondaires des mésons μ , qui sont au minimum d'ionisation ou tout au moins au voisinage de ce minimum, et dont la probabilité d'émission se prête plus facilement au calcul.

Les phénomènes concernant les π et μ enregistrés dans les plaques sont les suivants :



1) Il serait extrêmement simple de considérer les mésons μ des $\pi - \mu$ car on sait alors que ces mésons sont positifs et qu'ils doivent toujours donner leur électron de désintégration. Dans ce cas, la probabilité d'observer un électron serait :

$$\mu = \frac{N_2}{N_2 + N_3}$$

Malheureusement, le nombre de $\pi - \mu$ enregistrés est souvent très faible, et il faut alors faire appel à tous les mésons μ , dont le signe est indéterminé.

2) Les mésons μ donnant leur électron sont, soit des μ^+ , soit des μ^- qui s'arrêtent dans un élément léger. Les mésons qui s'arrêtent sans rien donner sont soit des μ^- s'arrêtant dans un élément lourd, soit des π^- captés par des noyaux lourds sans que cette capture donne naissance à une particule visible, soit enfin des mésons $\mu^\pm$ donnant leur électron qui reste invisible.

Ici, nous pouvons négliger les étoiles produites par les mésons μ négatifs. D'autre part, les résultats obtenus, avec les mésons artificiels de BERKELEY [21] indiquent que 27% des mésons π^- sont absorbés sans qu'il y ait émission de particule visible. Le nombre de ces π^- enregistrés comme μ sera donc :

$$\frac{0,27}{1 - 0,27} N_1 = 0,37 N_1$$

Le nombre de mésons μ , positifs ou négatifs, s'arrêtant dans l'émulsion, sera :

$$N = N_4 + (N_5 - 0,37 N_1)$$

sur lesquels on voit N_4 électrons :

$$K = \frac{N_4}{N_4 + (N_5 - 0,37 N_1)}$$

En première approximation, supposons l'égalité entre les nombres de mésons positifs et négatifs (la correction d'excès positif est d'ailleurs très faible).

Les $\frac{N}{2}$ mésons positifs donneront tous un électron et on observera $\mu \frac{N}{2}$ électrons. Seuls les mésons négatifs s'arrêtant dans un élément léger donneront leur électron. Si α est la probabilité pour qu'un μ^- s'arrête dans un élément léger, le nombre d'électrons visibles donnés par les μ^- sera $\mu \alpha \frac{N}{2}$, d'où :

$$K = \mu \frac{1 + \alpha}{2}$$

b) Détermination de la probabilité α d'arrêt d'un μ dans un élément léger.

1) Un raisonnement simplifié permet d'obtenir une estimation théorique de α .

Si la loi du ralentissement était la même, pour une particule donnée, dans les deux substances constituant l'émulsion photographique, gélatine et bromure d'argent, les probabilités de capture seraient proportionnelles aux volumes respectifs qu'elles occupent. D'où :

$$\alpha = \frac{V_2}{V_1 + V_2}$$

En réalité, le méson μ près de sa fin de parcours a beaucoup moins de chance de traverser un petit élément de Br Ag qu'un élément de gélatine de mêmes dimensions. A une même énergie résiduelle E correspondent des parcours en cm. r_1 et r_2 dans Br Ag et dans la gélatine: $r_2 > r_1$.

Les éléments de volume de mêmes dimensions ne sont plus équivalents, et il faut "normaliser" la dimension parallèle à la trajectoire de la particule en prenant des unités de longueurs proportionnelles à r_1 et r_2

$$\alpha = \frac{\frac{V_2}{r_2}}{\frac{V_1}{r_1} + \frac{V_2}{r_2}} = \frac{V_2}{\frac{r_2}{r_1} V_1 + V_2}$$

Soient x_1 et x_2 les parcours en gr.cm⁻², et ρ_1 et ρ_2 les poids spécifiques : $x_1 = r_1 \rho_1$ $x_2 = r_2 \rho_2$. Les parcours étant petits, nous assimilerons les rapports $\frac{r_2}{r_1}$ et $\frac{dx_2}{dx_1}$

D'où :

$$\frac{r_2}{r_1} = \frac{dx_2}{dx_1} \frac{\rho_1}{\rho_2} = \left(-\frac{dE}{dx_1} \right) / \left(-\frac{dE}{dx_2} \right) \frac{\rho_1}{\rho_2}$$

Or, la perte d'énergie par gr.cm⁻² de matière traversée est sensiblement indépendante de l'élément considéré. En première approximation, toutefois, la formule de BLOCH donne une perte d'énergie

$-\frac{dE}{dx}$ proportionnelle à $\frac{Z}{A}$, soit :

$$\frac{r_2}{r_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{Z_1/A_1}{Z_2/A_2}$$

D'après ILFORD, 1 cm³ d'émulsion contient 3,234 gr. d'éléments lourds (principalement du bromure d'argent, $\rho_1 = 6,473$) et 0,673 gr. d'éléments légers. On en déduit :

$$V_1 = V_2 = 0,5 \quad \rho_2 = 1,35$$

D'où :

$$\frac{r_2}{r_1} = 4,17, \quad \alpha = 0,195 \quad \text{et} \quad K_{th} = 0,60$$

D'après les courbes de WHEELER, il semble que le facteur $\left(\frac{dx_2}{dx_1}\right)$ pour un moment de l'ordre de quelques Mev/c (correspondant à un parcours de l'ordre du diamètre d'un grain de BrAg) soit plutôt voisin de 2. On aurait alors $\frac{r_2}{r_1} \sim 2,4$ $\alpha \sim 0,29$ et $K_{th} \sim 0,65$.

Ces deux valeurs donnent l'ordre de grandeur de K_{th} , entre 0,60 et 0,65.

Ceci n'est évidemment qu'une valeur approchée. D'une part les hypothèses de départ ont été très simplifiées. D'autre part, il faudrait tenir compte de la diffusion multiple qui allonge le parcours dans un absorbant lourd : le ralentissement semble alors plus élevé dans le BrAg. Enfin, nous avons négligé ici la correction d'excès positif, d'ailleurs très faible.

2) K peut être déterminé expérimentalement sur une série de plaques pour lesquelles on a de bonnes raisons de supposer $\mu=1$ (minimum assez élevé, par exemple ~ 30 gr/100 μ et peu de fond).

Cette détermination a été effectuée par plusieurs auteurs [22] [23] A. BONETTI et G. TOMASINI, indiquent :

$$K_{exp.} = 0,68 \pm 0,03.$$

3) On peut relier α au rapport $\frac{\mu^+}{\mu^-}$ des mésons positifs et négatifs donnant leur électron :

$$\frac{f}{1} = \frac{\mu^{\frac{N}{2}}}{\mu^{\alpha \frac{N}{2}}} = \frac{1}{\alpha}$$

indépendant de la probabilité d'observation.

Il est possible de déterminer f en utilisant des émulsions sensibles placées dans un champ magnétique. Ceci a été réalisé par l'équipe de Bruxelles avec un champ magnétique de 38.000 gauss (Pic du Midi). La valeur ainsi obtenue [24] : $f \simeq 2,2$ conduit à une valeur beaucoup plus grande de α :

$$\alpha = 0,45$$

et $K_{th} = 0,72$ mais la précision sur f est faible.

Il semble raisonnable d'admettre que K_{th} est compris entre 60 et 70%. Ceci sera suffisant pour juger de la sensibilité d'une émulsion.

c) Application. Cette méthode a été appliquée à la série sur laquelle on recherche les traces de particules relativistes (série 65).

Une difficulté provient de l'identification de ceux des mésons en fin de parcours qui ne donnent pas d'électron secondaire visible d'après leur trace dans l'émulsion. En principe on peut distinguer un méson d'un proton d'après la sinuosité de la trace et la variation de

la densité des grains. Pratiquement, cette distinction est assez subjective et dépend beaucoup de l'entraînement de l'observateur. Pour réduire l'imprécision du choix, il est bon de se fixer une longueur minima des traces étudiées. On a pris ici 300 microns.

Pour se placer dans les meilleures conditions d'observation, il faut également rejeter les mésons qui se terminent trop près du verre ou de la surface de l'émulsion. Pour les plaques de $200\ \mu$, on ne prend que les mésons dont les points d'arrêt sont à plus de $30\ \mu$ du verre ou de la surface et à plus de 2mm des bords.

Deux effets différents interviennent dans la perte des électrons: la sensibilité de la plaque et l'effet géométrique d'inclinaison des électrons sur le plan de l'émulsion. Pour séparer ces 2 effets, on étudie la distribution des inclinaisons de tous les électrons observés, quelle que soit la longueur du méson qui les produit. Sur la série 65, 69 électrons ont ainsi été étudiés. Les résultats sont résumés ci-après:

Inclinaison	θ	$0^\circ-30^\circ$	$30^\circ-60^\circ$	$60^\circ-90^\circ$
Nombre de traces	ΔN	37	27	5
Nombre par stéradian	$\frac{\Delta N}{\Delta \omega}$	11,8	11,8	6

On perd donc environ 5 électrons sur 69 visibles, d'où un facteur de perte géométrique :

$$F = \frac{5}{74} \simeq 7\%$$

D'autre part, l'examen de la série 65 a donné les valeurs expérimentales suivantes :

$$N_1=9 \quad N_2=2 \quad N_3=1 \quad N_4=37 \quad N_5=16$$

$$(N_4)_{\text{corrigé}} = 37 (1 + 0,07) \simeq 40$$

$$(N_4)_{\text{corrigé}} + [N_5 - 0,37 N_1] \simeq 50$$

D'où :

$$K = 0,8 \pm 0,2,$$

valeur en bon accord, dans la limite des fluctuations statistiques, avec les valeurs proposées plus haut. La série 65 peut donc être utilisée pour une recherche systématique des traces au minimum d'ionisation.

Au contraire, les séries 61 et 62 donnent $K = 0,39 \pm 0,12$. Bien plus, ce rapport varie avec la profondeur dans l'émulsion. De telles séries ne peuvent donc être utilisées que pour l'étude de particules assez ionisantes (par exemple, fins de parcours).

§ 3.- DETERMINATION du MINIMUM d'IONISATION.

La détermination de la densité des grains correspondant au minimum d'ionisation et l'étude de la variation de cette densité avec l'énergie de la particule est un problème délicat et de la plus grande importance. Citons l'exemple de l'identification des secondaires des mésons lourds observés dans les plaques (mésons du type kappa). La mesure de la diffusion multiple permet d'attribuer à ces secondaires un moment de l'ordre de 200 Mev/c. La distinction entre un μ et un π ne peut alors se faire que par une mesure d'ionisation, mais l'écart attendu est inférieur à 5%. La réponse à cette question fondamentale est donc liée à la possibilité d'obtenir une très grande précision.

On ne saurait donc prendre trop de précautions. La mesure de la densité de grains a un caractère subjectif, et est sujette à des fluctuations et à des erreurs systématiques diverses qui peuvent facilement faire confondre un π et un μ . Aussi est-il nécessaire de rechercher avec le plus grand soin le degré de précision que l'on peut obtenir.

C'est ce que nous nous proposons d'examiner maintenant. Mais remarquons tout de suite que certaines des difficultés que nous allons rencontrer sont liées aux plaques utilisées et n'ont plus qu'une influence négligeable avec les récents perfectionnements dans la fabrication des plaques et les méthodes de développement. Cependant, nous présenterons une discussion très générale de la méthode et des difficultés qu'elles peut soulever.

a) Méthode de comptage des grains. Elle est limitée à des densités de grains inférieures à 4 ou 5 fois la densité minima ; au-delà, la discrimination entre les grains devient difficile et fait trop appel à l'imagination de l'observateur.

On peut, soit compter tous les grains, ^{en} dénombrant individuellement ceux qui se présentent groupés par paquets,

- soit compter les groupes de grains comme une unité.

Dans l'une ou l'autre méthode, les mesures peuvent s'effectuer de deux manières différentes :

1) On peut compter le nombre de grains sur une cellule de longueur l microns et opérer cette mesure sur n cellules successives, autant que possible sans espacement ni chevauchement. On obtient la série de nombres :

$$N_1, N_2, \dots, N_n$$

n est limité par $n l = L$ longueur totale mesurée. On calcule les sommes $\sum N_i = T$ et $\sum N_i^2$.

D'où la valeur moyenne :

$$\bar{N} = \frac{T}{n}$$

et la variance sur le nombre de grains d'une cellule

$$\sigma^2 = \frac{A}{n-1} \quad \text{avec} \quad A = \sum N_i^2 - \frac{T^2}{n}$$

L'erreur-standard sur la moyenne $\bar{N}$ est : $\sigma_{\bar{N}} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$

Considérons maintenant la densité de grain d (nombre de grains par microns)

$$\bar{d} = \frac{T}{L} = \frac{\bar{N}}{\ell}$$

Imaginons la variable aléatoire d_i , définie sur une cellule ℓ fois plus petite que N_i . D'après l'additivité des variances : $\sigma^2 = \ell \sigma_d^2$
celle correspondant à

$$\sigma_d = \frac{\sigma}{\sqrt{\ell}}$$

et $\sigma_{\bar{d}} = \frac{\sigma_d}{\sqrt{L}} = \frac{1}{\ell} \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$, c'est-à-dire :

$$\sigma_{\bar{d}} = \frac{\sigma_{\bar{N}}}{\ell} = \frac{1}{\ell} \sqrt{\frac{\sigma^2}{n}}$$

Ces formules s'appliquent à un changement de cellule, ℓ étant alors le rapport des longueurs des deux cellules.

Ceci a l'avantage de ne rien supposer sur la loi de distribution théorique du nombre de grains.

2) On peut compter le nombre total de grains N sur une longueur donnée L de trace. La densité est $d = \frac{N}{L}$. Si l'on admet que la distribution des grains est poissonnienne, l'écart type sur N est $\sqrt{N}$ et l'erreur sera donc :

$$\sigma_d = \frac{\sqrt{N}}{L}$$

Mais l'hypothèse $\sigma_N = \sqrt{N}$ ne s'applique certainement pas au comptage des paquets, puisqu'on introduit alors une liaison entre les grains.

b) Causes d'erreur.

(1°) Influence de l'observateur. Le caractère assez subjectif du comptage de grains (décomposition des paquets, choix d'un grain de la trace au milieu des grains de fond, etc...) permet de supposer que deux observateurs différents ne compteront pas de manière identique. L'expérience a été effectuée en faisant compter dix électrons de désintégration de mésons μ par neuf observateurs. Les résultats obtenus sont très dispersés, la variation totale représentant dans la plupart des cas 20 à 40% de la valeur moyenne.

Cependant, il est remarquable que les résultats obtenus par les observateurs les plus entraînés sont assez parallèles, tandis que des observateurs moins entraînés, ou même débutants, sont sujets à de grandes fluctuations.

On peut tirer de là deux conclusions :

- on ne peut comparer les mesures de densité de grains obtenues par deux observateurs différents sans avoir au préalable déterminé leur coefficient personnel;
- les résultats de deux observateurs, même entraînés, n'étant pas rigoureusement parallèles, un observateur introduit une fluctuation supplémentaire s'ajoutant à la fluctuation statistique normale.

Il paraît intéressant de développer un peu cette dernière remarque. Statistiquement, les comptages d'observateurs différents semblent se déduire l'un de l'autre par proportionnalité plutôt que par addition d'une constante.

Donc, soit N_i le nombre réel de grains dans une cellule sur une trace donnée. Un certain observateur obtiendra un nombre n_i et on peut poser:

$$n_i = K_i N_i$$

K étant une variable aléatoire dont la moyenne et la dispersion caractérisent l'observateur. Si nous supposons que K et N sont deux variables indépendantes :

$$\bar{n} = \bar{K} \cdot \bar{N}$$

les moyennes étant faites sur n cellules.

D'autre part :

$$\begin{aligned} \sigma_n^2 &= \sigma_K^2 \bar{N}^2 + \bar{N}^2 \sigma_K^2 + \bar{K}^2 \sigma_N^2 \\ &= \sigma^2 (\bar{K}^2 + \sigma_K^2) + \bar{N}^2 \sigma_K^2 \end{aligned}$$

σ^2 désigne σ_N^2 par abréviation.

σ_K est évidemment inférieur à $\bar{K}$ et on peut négliger σ_K^2 devant $\bar{K}^2$. Or $\sigma^2 \cdot \bar{K}^2$ est la variance qu'on obtiendrait si K_i était remplacé par le facteur constant $\bar{K}$; elle caractérise la fluctuation purement statistique. L'autre terme, caractérise l'influence de l'observateur :

$$\sigma_{obs}^2 = (\sigma_K \bar{N})^2 = (k \bar{n})^2$$

$k = \frac{\sigma_K}{\bar{K}}$ (coefficient de variation de K) mesure la "fidélité" de l'observateur. La variance sur la moyenne sera donc :

$$\sigma_n^2 = \sigma^2 \bar{N}^2 + \frac{(k \bar{n})^2}{n}$$

L'observateur crée donc une fluctuation supplémentaire, analogue à la fluctuation statistique et diminuant comme $\frac{1}{\sqrt{n}}$.

En réalité, on ne connaît ni N_i réel ni K_i , mais le rapport entre les moyennes de 2 observateurs A et B :

$$r = \frac{\overline{K}_A}{\overline{K}_B}$$

Pour un nombre n de traces mesurées, on détermine $\overline{r}$ et σ_r^2 . De là, en prenant deux observateurs également entraînés, soit $k_A = k_B = k$, on peut tirer un ordre de grandeur de k . Pour des observateurs entraînés, on trouve $k \simeq 0,1$.

L'influence de l'observateur devient moins importante si l'on compte les groupes de grains pour un grain. Mais alors la relation entre la densité mesurée et la perte d'énergie théorique, dépend du développement de la plaque, et il est nécessaire de la déterminer sur chaque série.

(2°) Variations locales. La densité de grains correspondant à une perte d'énergie donnée peut varier avec la profondeur dans l'émulsion et d'une région à l'autre de la plaque.

La variation avec la profondeur peut se mettre en évidence sur une trace très énergétique traversant toute l'émulsion et de très grande longueur, de manière à fournir une densité de grains avec une précision suffisante dans chaque couche d'émulsion. Cette détermination a été faite, dans le cas de la série 66, avec un primaire d'étoile d'environ 8 Bev (énergie déterminée par la mesure de la diffusion multiple) de longueur 26.000 microns. Il apparaît ici un maximum de densité de grains, c'est-à-dire un maximum de développement au centre. La densité moyenne est $d = 0,30 \pm 0,003$, et les densités partielles sur les tronçons varient entre 0,28 et 0,32. Supposons, pour simplifier, une distribution carrée de la densité dans la bande 28-32 gr/100 μ . Si a est la demi-largeur, la variance d'une telle distribution est :

$$\sigma_{\text{prof.}}^2 = \frac{a^2}{3}$$

valeur généralement faible devant la variance purement statistique σ^2 .

Très souvent, la dispersion observée sur des traces de particules correspondant à la même ionisation théorique ne peut s'expliquer entièrement par les causes envisagées ci-dessus. Il faut alors faire intervenir des variations d'une région à l'autre de la plaque. Dans les séries que nous étudions ici, ce sont elles qui limiteront la précision sur le minimum d'ionisation.

(3°) Fluctuations statistiques. Le nombre de grains est distribué au hasard le long d'une trace produite par une particule assez énergétique pour qu'on puisse négliger la perte d'énergie. Dans ce cas, le nombre de grains N dans une cellule de l microns est distribué suivant la loi de POISSON

$$P_N = e^{-m} \frac{m^N}{N!}$$

où m est le nombre moyen : $m = \overline{N}$.

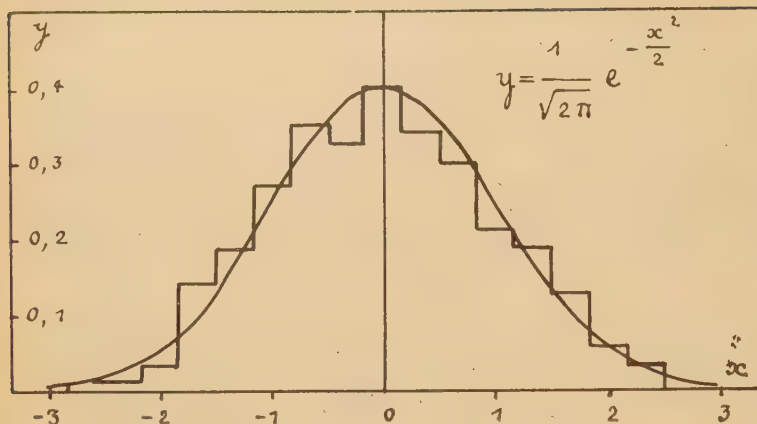


Fig.3 . Distribution statistique du nombre de grains comparée à la loi de Gauss.

Si le nombre moyen m est suffisamment grand, et c'est le cas pour les traces de particules relativistes avec la cellule $l = 125 \mu$ utilisée dans les mesures, la loi de POISSON se confond avec une loi de GAUSS dont l'écart-type est:

$$\sigma_N = \sqrt{m} = \sqrt{N}$$

qui était l'écart-type de la loi de POISSON.

Il nous faut donc répondre à 2 questions :

- la distribution des grains est-elle gaussienne ?
- la dispersion est-elle donnée par $\sqrt{N}$ comme le veut la loi de POISSON?

L'étude de la distribution du nombre de grains sur le primaire de 26.000 microns donne, avec $n = 208$ cellules :

$$\bar{N} = 37,4 \quad \sigma^2 = 34,16 \quad \sigma = 5,85 \quad (\text{pour des cellules de } l = 125 \mu).$$

Introduisons la variable réduite :

$$x = \frac{N_i - 37,4}{5,85}$$

Nous avons effectué un groupement par classes en réunissant dans la même classe deux nombres de grains consécutifs, soit N_i et N_{i+1} , N_{i+2} et N_{i+3} etc... L'intervalle de classe est donc $2 = 0,34 \sigma$.

L'ordonnée y_i correspondant à n_i mesures dans une classe est donnée par:

$$y_i \times 0,34 = \frac{n_i}{n} \quad n = 208$$

L'histogramme expérimental réduit ainsi obtenu est comparé à la courbe de GAUSS $y = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}}$. On voit que l'accord est excellent.

On pourrait s'attendre à observer une dispersion expérimentale supérieure à la dispersion théorique. Ici : $\sigma_{th}^2 = \bar{N} = 37,4$. L'erreur standard sur le σ^2 calculé d'après les mesures est donnée par :

$$\sigma^2 \sqrt{\frac{2}{n-1}} = 3,6.$$

Or

$$\sigma_{\text{observateur}}^2 = (k \bar{N})^2 = 14 \text{ avec } k \sim 0,1$$

$$\sigma_{\text{prof.}}^2 = \frac{a^2}{3} = \frac{4}{3}$$

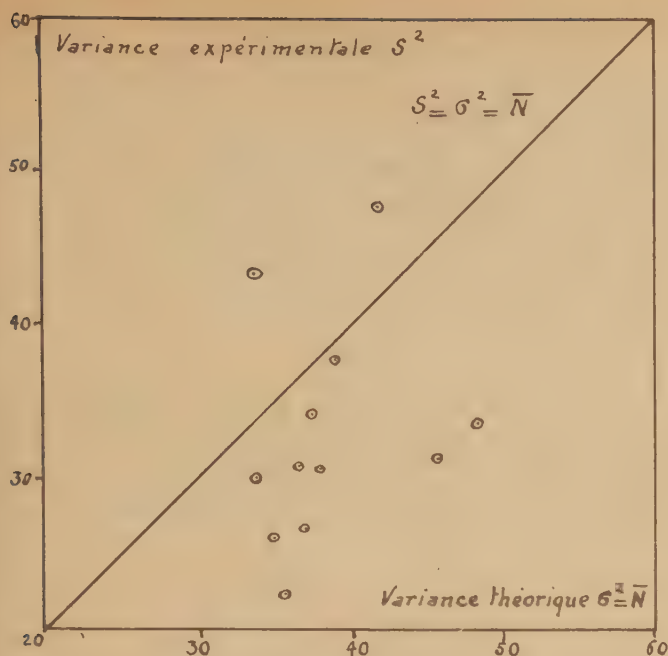


Fig. 4

D'où pour la variance due aux fluctuations statistiques : $\sigma_{st}^2 = 18,8$ valeur très inférieure à la valeur théorique : $\sigma^2 = \bar{N}$.

Douze traces comportant au moins 38 cellules ont été étudiées de cette manière. La figure 4 donne la variance expérimentale S^2 en fonction de la variance théorique et semble indiquer un écart systématique, surtout si l'on tient compte des causes supplémentaires de dispersion. Cet effet a été observé par différents auteurs [25] [26] et peut s'interpréter par la non-séparation des grains trop rapprochés. P.E. HODGSON indique la formule empirique $S = 0,75 \sqrt{\bar{N}}$.

c) Choix du minimum. On déterminera le minimum de la densité de grains à l'aide de traces de particules primaires et secondaires énergiques (protons et mésons π), et d'électrons de désintégration de mésons μ dont l'énergie a été obtenue par la mesure de la diffusion multiple (1).

Deux complications se présentent alors :

- les variations locales de la densité dans la plaque,
- la remontée possible de l'ionisation aux énergies relativistes, et, si le plateau existe, l'incertitude sur la hauteur relative de ce plateau par rapport au minimum.

Les résultats obtenus dans l'étude de la série 65 sont résumés ci-dessous.

DOUZAINES		I	II	III	Moyennes
Moyennes	π et Primaires ($\frac{E}{Mc^2}$ entre 2 et 10)	(1) 29,2	(2) 27,6	(4) 29,4	(7) 28,8
	Electrons ($\frac{E}{Mc^2}$ entre 10 et 100)	(2) 27,8	(5) 28,7	(4) 34,8	(11) 30,8
Moyennes générales		(9) 28,2	(7) 28,4	(8) 32,1	(18) 30,0
Particules de $\frac{E}{Mc^2} > 2$ et $\sigma_{\bar{N}} < 1$	π et P	(1) 29,2	(2) 27,6	(4) 29,4	(7) 28,8
	Electrons	-	(2) 29,1	(1) 33,4	(3) 30,5
Moyennes		(1) 29,2	(4) 28,0	(5) 31,4	(10) 29,4

Les chiffres entre parenthèses indiquent le nombre de particules utilisées.

(1).-Les résultats de ces mesures nous ont été obligeamment communiqués par A.LECOURTOIS, C. MABBOUX et J.TREMBLAY.

La dispersion observée est très supérieure à celle à laquelle on pourrait s'attendre d'après le nombre de mesures. Dans le cas présent, s'ajoute une autre difficulté : les trois douzaines de plaques utilisées ont été développées séparément, dans des conditions en principe identiques, mais il n'est pas certain que les valeurs obtenues pour N_0 soient les mêmes. Il semble que N_0 soit plus élevé dans la dernière douzaine, qui présente également un fond plus accentué.

Cependant, bien que les différences entre les nombres du tableau ne puissent être considérées comme significatives, les moyennes calculées sur les électrons sont supérieures à celles calculées sur les protons et mésons π , ce qui est en faveur d'une remontée relativiste de l'ionisation.

On représente le mieux les résultats en prenant

$$\begin{array}{ll} N_0 = 28,0 \text{ pour les 2 premières douzaines} & \left(\begin{array}{l} \text{moyennes sur les traces} \\ \text{de protons et } \pi \text{ avec} \end{array} \right. \\ N_0 = 29,4 \text{ pour la dernière} & \left. 2 < \frac{E}{Mc^2} < 10 \text{ et } \sigma_N < 1 \right) \end{array}$$

La dispersion sur N_0 , obtenue en prenant tous les nombres du tableau est :

$$\sigma_{N_0} = 3,2$$

§ 4.- SIGNIFICATION du RAPPORT $\frac{N}{N_0}$.

Quelle sera l'erreur commise sur le rapport $\frac{N}{N_0}$?

Rappelons d'abord que, si x et y sont deux variables aléatoires distribuées suivant une loi de LAPLACE-GAUSS autour des moyennes $E(x)$ et $E(y)$ (le symbole E désignant l'espérance mathématique) avec les écarts σ_x et σ_y , la variance de $u = \frac{y}{x}$ autour de sa moyenne est donnée par un développement en série des coefficients de variation de x et y :

$$v_x = \frac{\sigma_x}{E(x)} \quad v_y = \frac{\sigma_y}{E(y)}$$

faisant intervenir le coefficient de corrélation ρ entre x et y . Si v_x et v_y sont petits on peut se limiter aux termes du second degré :

$$\sigma_u^2 = \frac{E(y)}{E(x)} (v_x^2 - 2\rho v_x v_y + v_y^2).$$

Ici, nous pouvons supposer $\rho = 0$. D'autre part, estimons $E(N_0)$ par N_0 et $E(N)$ par N . La formule devient :

$$\sigma_u^2 = \frac{N}{N_0} \left(\frac{\sigma_{N_0}^2}{N_0^2} + \frac{\sigma_N^2}{N^2} \right) \quad \text{avec } u = \frac{N}{N_0}$$

L'erreur sur N_0 sera différente selon que l'on étudie un phénomène individuel, ou un ensemble de phénomènes répartis dans toute la série. Dans le premier cas, on pourra procéder à une détermination locale du minimum, en utilisant par exemple les paires d'électrons voisines (certainement situées sur le plateau qui suit la remontée relativiste de l'ionisation). Dans le cas d'une statistique, au contraire, il faut prendre la dispersion totale de toutes les estimations de N_0 . Pour la série 65, ce sera donc $\sigma_{N_0} = 3,2$.

L'erreur statistique sur N est, en pourcentage, $\frac{1}{\sqrt{nN}}$, si l'on compte sur n cellules (cellules de 100μ , par exemple, si N est le nombre de grains par 100μ). Avec $N=30$ elle est de 10% pour $n=3$, de 6% pour $n=10$ et de 3% pour $n=30$. On voit qu'il est inutile de compter un grand nombre de cellules puisque la précision de $\frac{N}{N_0}$ est a priori limitée par σ_{N_0} .

Les variations locales influencent également N . Mais on en tient compte dans l'erreur sur le minimum, et il n'y a pas lieu de les faire intervenir une seconde fois : on conçoit que, N étant théoriquement mesuré avec une précision infinie, l'erreur est simplement due à l'indétermination sur le minimum.

Reste encore le coefficient personnel de l'observateur. Nous avons vu que, même avec cette cause supplémentaire de dispersion, la variance expérimentale reste inférieure à la variance théorique. On tient compte automatiquement de ces erreurs, par conséquent, en prenant

$\sigma_N = \sqrt{\frac{N}{n}}$. Il conviendra cependant de vérifier que ceci reste vrai pour l'observateur dont on veut utiliser les mesures.

Finalement, l'erreur-type sur le rapport $u = \frac{N}{N_0}$ sera donnée par :

$$\sigma_u^2 = u \left(\frac{\sigma_{N_0}^2}{N_0^2} + \frac{1}{nN} \right)$$

Nous sommes maintenant en mesure de comparer le rapport expérimental $\frac{N}{N_0}$ et la perte d'énergie théorique. Le processus de formation et de développement des grains est un phénomène complexe, et la relation entre la perte d'énergie de la particule et le nombre de grains apparaissant au développement n'est pas simple a priori. La figure 5 représente $\frac{N}{N_0}$ en fonction de $\frac{E}{M_C^2}$. Jusqu'à $\frac{N}{N_0} \sim 4$, les points expérimentaux sont en bon accord avec la loi calculée d'après la formule de BLOCH pour l'émulsion photographique. Au-delà de $N = 4N_0$, le comptage devient plus délicat. La proportionnalité cesse quand l'effet de saturation entre en jeu, et cet effet varie avec le développement de la plaque. La saturation apparaît beaucoup plus tôt sur la densité des groupes de grains, et dans ce cas, la relation entre $\frac{N}{N_0}$ et $\frac{I}{I_0}$ doit être déterminée pour chaque série de plaques.

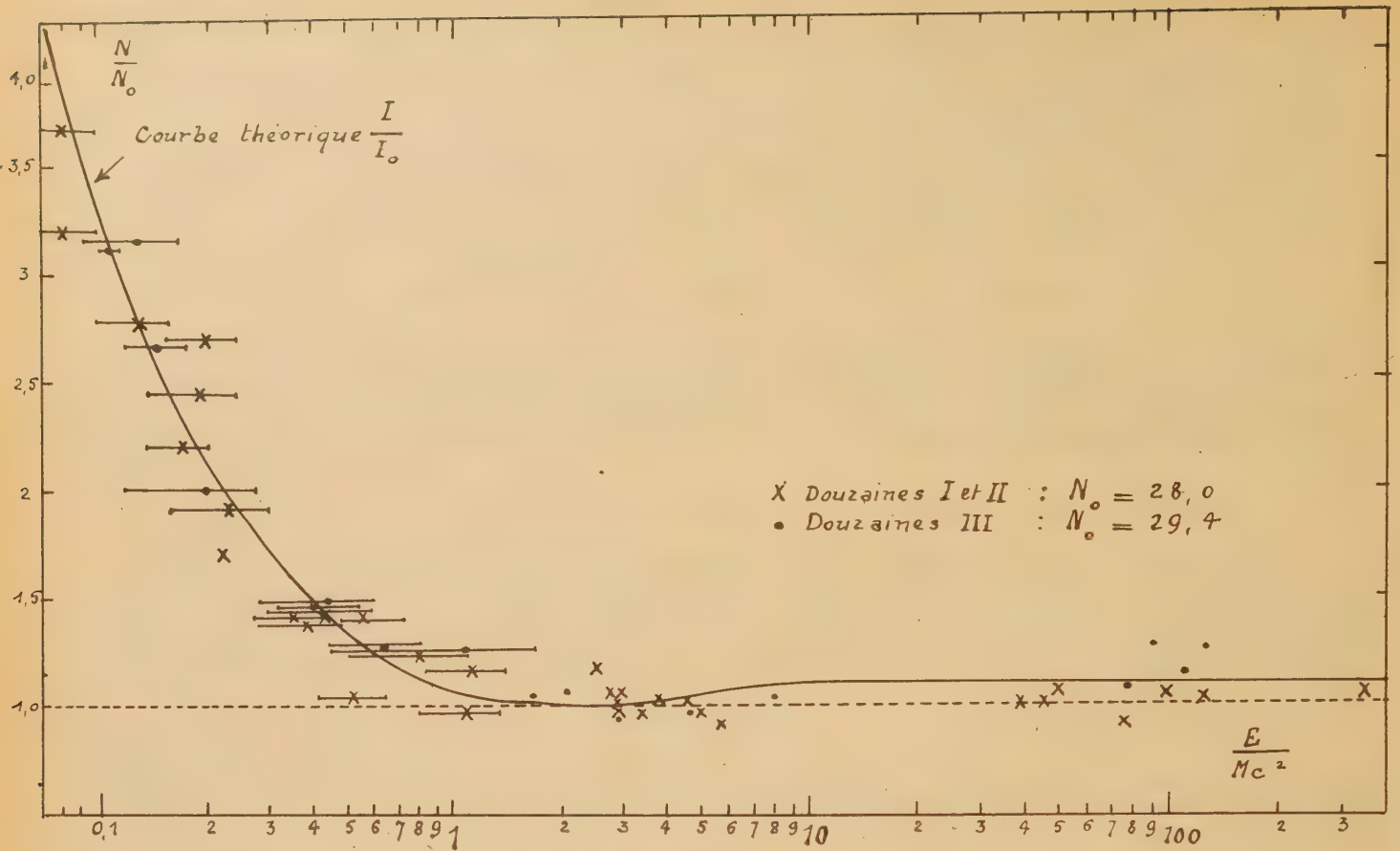


Fig. 5. Variation de la densité de grains avec l'énergie réduite

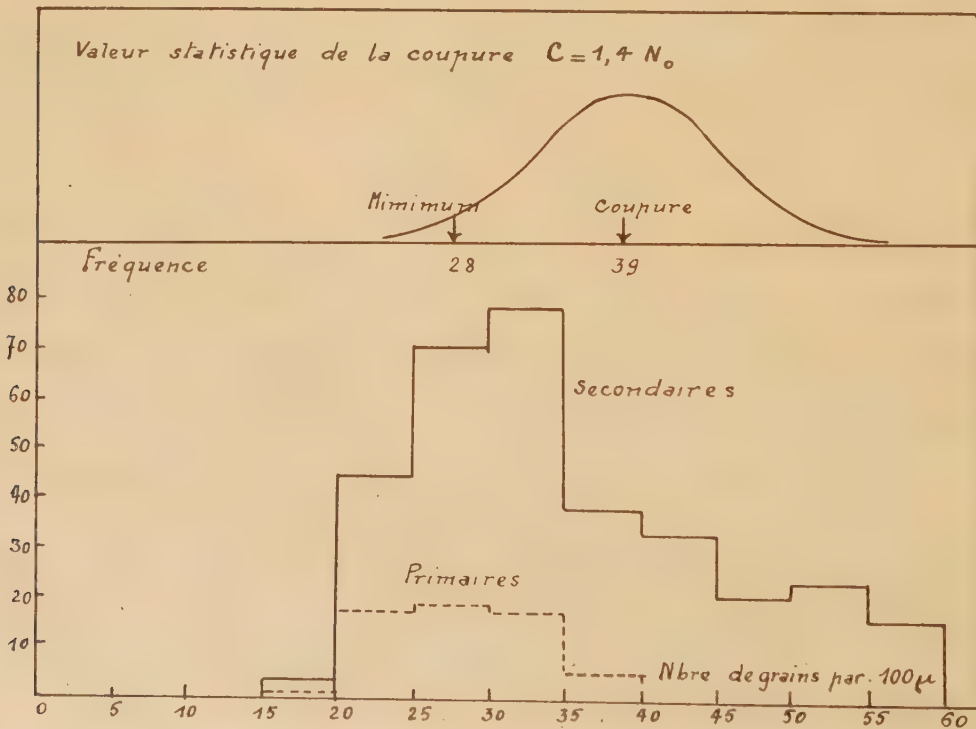


Fig. 6. Fréquence des branches d'étoiles en fonction de la densité de grains

Donnons un exemple d'application de la formule d'erreur sur u , qui interviendra par la suite. Les particules secondaires de désintégration sont divisées en deux classes, suivant que leur ionisation est inférieure ou supérieure à 1,4 fois le minimum. Quelle est la valeur statistique de cette coupure, la densité de grains ayant été généralement déterminée sur une seule base de 125μ ?

Prenons l'exemple de l'un des observateurs dans les deux premières douzaines :

$$N_0 = 28 \quad C = 1,4 \quad N_0 = 39 \quad n = 1,25$$

La formule précédente, avec $\sigma_{N_0}^2 = 10$, donne $\sigma_u = 0,22$ d'où $\sigma_c = 6$. Il en résulte que les branches choisies avec $N = 39$ gr. par 100μ ont en réalité autour de cette valeur une distribution qu'on peut supposer gaussienne, d'écart-type $6 \text{ gr} / 100 \mu$. Cette distribution a été comparée, dans des conditions semblables, à l'histogramme de fréquence des branches en fonction du nombre de grains par 100μ (Fig. 8). On a porté également la distribution des primaires d'étoile : cette distribution est bien centrée autour du minimum. Il semble, par contre, que, pour les secondaires, le maximum soit un peu à droite de N_0 .

III - MESURES d' ANGLES

§ 1.- MESURES.

Pour ce qui va suivre, il ne nous suffit pas de connaître la proportion des diverses catégories de branches d'étoiles, classées d'après leur ionisation. La théorie nous renseigne sur les distributions angulaires de ces branches, et la comparaison entre les distributions angulaires théoriques et expérimentales sera particulièrement précieuse dans l'étude du mode de production des mésons émis au cours de l'interaction. Nous aurons donc besoin de connaître les angles dans l'espace de chaque branche de l'étoile par rapport à divers axes de référence. Pour établir une statistique suffisante, il est nécessaire d'accumuler un très grand nombre de mesures de ce genre. Nous serons donc amenés à chercher une méthode rapide permettant d'enrichir la statistique sans épuiser outre mesure le calculateur.

Pour chaque branche de l'étoile, on mesure :

1) l'angle φ de la projection sur le plan de l'émulsion avec une direction fixe -par exemple l'arête de la plaque qui était verticale au cours de l'exposition- au moyen d'un goniomètre lié à l'oculaire.

2) La différence des cotes de deux points de la trace sur une base fixe de longueur l , au moyen d'un comparateur micrométrique. Si h est la profondeur mesurée, k le coefficient de contraction de l'émulsion, l'inclinaison θ de la trace sur le plan de l'émulsion est donnée par :

$$\text{tg } \theta = \frac{H}{l} \quad \text{avec} \quad H = k h$$

Il est commode d'utiliser une courbe $\theta = f(H)$. Dans le cas présent, $\lambda = 125 \mu$. La précision de ces mesures n'est pas très grande, mais elle suffit pour l'étude des distributions angulaires des branches d'étoiles.

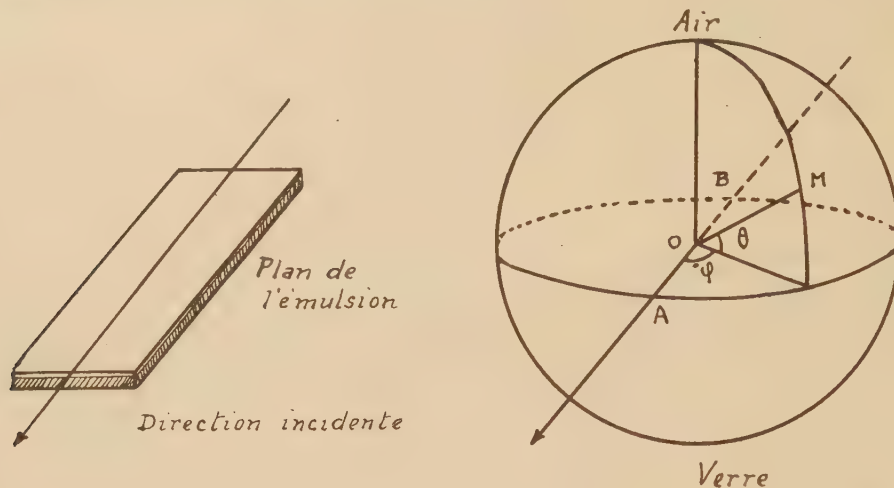


Fig. 7

§ 2.- REPRESENTATION par CARTE.

Soit une sphère de rayon unité ayant pour centre le centre de l'étoile et pour plan équatorial le plan de l'émulsion dans lequel la verticale incidente est prise pour axe origine. Les angles φ et θ sont les coordonnées géographiques, longitude et latitude, du point intersection de cette sphère avec la trace considérée.

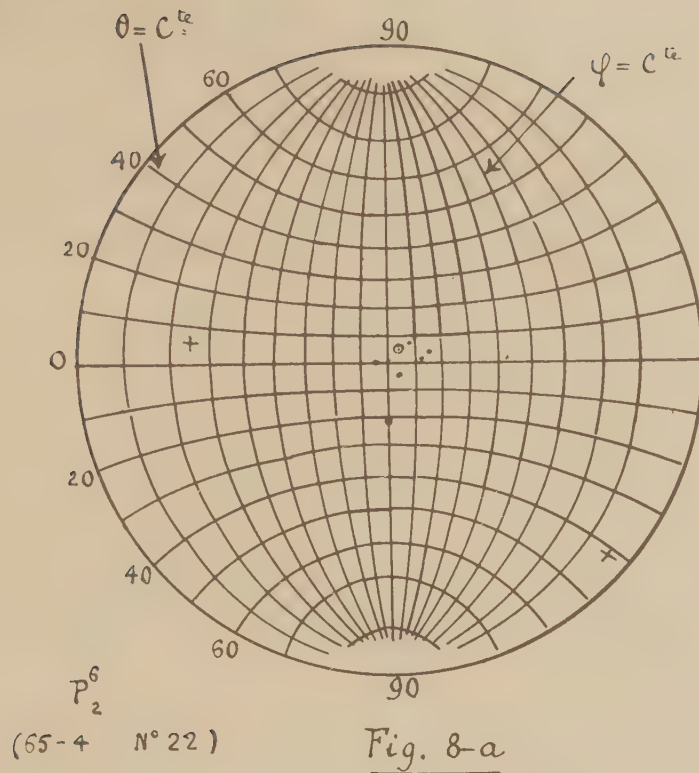
On peut donc représenter la distribution spatiale des secondaires de la désintégration par des points portés sur une sphère graduée, ou sur une représentation plane de cette sphère. De là, on pourra déduire l'angle dans l'espace entre deux traces, la forme du cône contenant la gerbe de particules énergiques, etc....

Il est commode de choisir comme système de représentation la projection stéréographique : par une inversion de pôle B et de puissance $2 R^2$, l'hémisphère "avant" se transforme en l'intérieur du grand cercle dont le plan est perpendiculaire à la direction verticale choisie pour origine. On représentera séparément, et de la même manière, l'hémisphère "arrière". (Fig. 8 a).

Cette représentation présente les deux avantages suivants :

1°) Les lignes $\varphi = \text{Cte}$ (méridien), $\theta = \text{Cte}$ (parallèles) sont constituées par 2 faisceaux de cercles orthogonaux qu'il est donc facile de construire.

2°) La projection stéréographique conserve les angles et déforme peu les distances.



- ⊙ Prolongement du primaire
- Branches énergiques
- + Branches molles

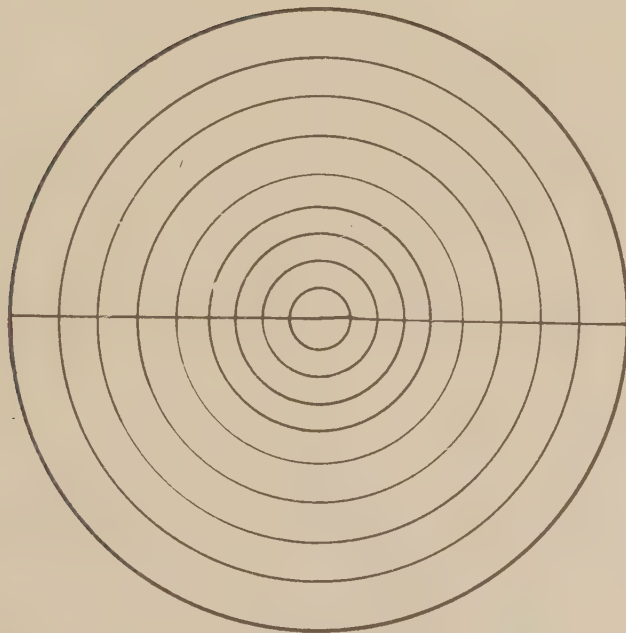


Fig. 8-b

§ 3.- DISTRIBUTIONS ANGULAIRES par RAPPORT à la VERTICALE.

Soit ψ l'angle d'une trace (φ, θ) avec la direction verticale prise pour origine. On place un calque sur la carte a et l'on y porte les points dont on veut étudier la distribution. Puis on reporte ce calque sur la carte b où les cercles concentriques sont les lignes $\psi = \text{Cte}$, tracées par exemple de 10° en 10° . On compte le nombre ΔN de points dans chaque couronne, et l'on en déduit l'intensité angulaire $\frac{\Delta N}{\Delta \omega}$, c'est-à-dire le nombre de particules par stéradian, $\Delta \omega$ étant l'angle solide correspondant à $\Delta \psi$:

$$\Delta \omega (\psi_1, \psi_2) = 2\pi \int_{\psi_1}^{\psi_2} \sin \psi d\psi = 2\pi (\cos \psi_1 - \cos \psi_2).$$

§ 4. ANGLE REEL ENTRE 2 TRACES

Soient (φ_0, θ_0) et (φ, θ) les coordonnées de 2 directions (l'une étant par exemple le prolongement de la direction du primaire), et ψ l'angle réel entre ces 2 directions. L'angle ψ est donné par la relation:

$$\cos \psi = \cos \theta_0 \cos \theta \cos (\varphi - \varphi_0) + \sin \theta_0 \sin \theta.$$

Si l'on veut accumuler un grand nombre de résultats sans chercher trop de précision, on peut opérer de la manière rapide suivante : [27]

Le calque étant superposé à la carte a , on y porte les points dont on veut mesurer la distance angulaire ψ , puis on fait tourner le calque autour du centre de la carte, jusqu'à ce que les deux points considérés se trouvent sur un même méridien. Les méridiens étant gradués en angles vrais par leurs intersections avec les parallèles, la distance angulaire ψ est la différence des nouvelles latitudes des 2 points. Un cas particulièrement simple est celui où l'un des 2 points correspond à la direction verticale incidente.

Si les 2 points considérés se trouvent, l'un sur l'hémisphère avant, l'autre sur l'hémisphère arrière, on prendra la distance angulaire ψ du premier avec le point diamétralement opposé au second sur la sphère, puis on reviendra à $\pi - \psi$.

Ayant obtenu les distances angulaires ψ_i des particules de la gerbe par rapport au primaire, on en déduit l'ouverture moyenne $\bar{\psi}$ de la gerbe.

§ 5.- AXE de la GERBE.

Par définition, l'axe de la gerbe est la direction de l'impulsion résultante des particules de la gerbe. Comme on ignore généralement les impulsions des particules, on affectera à chaque trace un vecteur de longueur unité : la résultante de ces vecteurs définira l'axe de la gerbe. Cet axe aura donc une certaine distribution au hasard autour de sa direction réelle (direction de la résultante des impulsions vraies). Il sera d'autant mieux défini que le nombre de particules de la gerbe sera plus élevé, et que la gerbe sera plus étroite.

Soit une gerbe de n particules définies par leurs coordonnées sphériques (φ_i, θ_i) . Les coordonnées (Φ, Θ) de l'axe de la gerbe sont données par les formules:

$$(1) \quad \operatorname{tg} \Phi = \frac{B}{A} \quad \operatorname{tg} \Theta = \frac{C}{\sqrt{A^2 + B^2}}$$

avec:

$$A = \sum_i \cos \theta_i \cos \varphi_i$$

$$B = \sum_i \cos \theta_i \sin \varphi_i$$

$$C = \sum_i \sin \theta_i$$

Pour 2, 3 ou même quatre particules, on peut procéder d'une manière géométrique plus rapide, mais moins précise, en construisant le centre de gravité des points sur la sphère (le centre de gravité de 2 points étant le milieu de l'arc de méridien joignant ces 2 points, etc...).

Si la gerbe est étroite et peu inclinée par rapport à la verticale, les formules (1) se réduisent à :

$$\Phi = \bar{\varphi} \quad \Theta = \bar{\theta}$$

Ayant obtenu Φ et Θ , on peut en déduire la déviation Δ de l'axe de la gerbe par rapport au primaire, Δ' par rapport à la verticale, puis l'ouverture moyenne $\bar{\Psi}_{\text{axe}}$ de la gerbe rapportée à son axe.

6°) Changement d'origine

Si la gerbe est très inclinée par rapport à la verticale, il peut être intéressant d'en faire une représentation centrée sur le prolongement de la direction du primaire. On peut utiliser la carte β si l'on connaît l'angle Ψ entre la trace et le prolongement du primaire, et l'angle α que fait le grand cercle défini par O et M avec le grand cercle passant par O et les deux pôles de la sphère. L'inversion conservant les angles, α est l'angle dans la représentation α , du méridien passant par O, et du méridien passant par O et M après rotation du calque autour du centre de la carte.

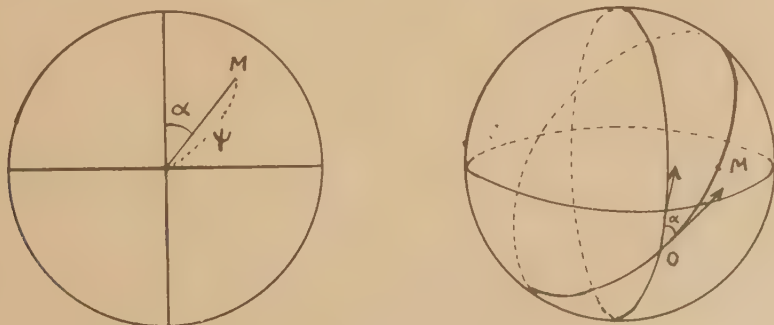


Fig. 9

Si les angles sont petits, on pourra remplacer les angles entre les tangentes par les angles entre les cordes.

On peut également effectuer une projection orthogonale de la sphère sur le plan du grand cercle perpendiculaire à la direction du primaire. L'axe x étant l'intersection du plan de ce grand cercle avec le plan de l'émulsion, les coordonnées X , Y d'une particule (φ, θ) sont données par les formules :

$$X = \cos \theta \sin (\varphi - \varphi_0)$$

$$Y = \sin \theta \cos \theta_0 - \sin \theta_0 \cos \theta \cos (\varphi - \varphi_0)$$

(φ, θ) et (φ_0, θ_0) étant les coordonnées angulaires de la direction de la particule et de celle du prolongement du primaire par rapport à la verticale.

DEUXIEME PARTIE

ETUDE des CONDITIONS de DETECTION des MESONS LENTS .

Nous avons dit, dans l'introduction, que les émulsions épaisses constituaient un appareil particulièrement bien adapté à la détection des particules instables en fin de parcours, mésons μ , mésons π et mésons lourds. L'identification de ces derniers est de loin le problème le plus important, et nous rechercherons les conditions optima à réaliser pour leur détection. Mais, auparavant nous nous proposons de revenir sur les mésons que nous avons appelés "classiques", les μ et les π , et, à leur sujet, nous nous poserons deux questions : quelles sont les proportions de π positifs et négatifs observés en fin de parcours ? quelle est l'origine des mésons μ et π détectés dans l'émulsion ? ont-ils été enregistrés aux mêmes altitudes ?

Pour cette étude, nous avons observé les désintégrations nucléaires produites par le rayonnement cosmique, et les mésons μ et π en fin de parcours dans 50 cm³ d'émulsion exposée soit à des altitudes supérieures à 20.000 mètres au moyen de ballons-sondes, soit à 3.500 mètres (Jungfraujoch), et dans 3,8 cm³ d'émulsion témoin exposée au niveau de la mer. Des indications plus détaillées sur l'exposition et la géométrie du détecteur sont données dans la Table II.

I - RAPPORT $\frac{\pi^-}{\pi^+}$

La détermination du rapport des nombres de mésons π des deux signes créés artificiellement dans les grands accélérateurs par bombardement de cibles diverses par des faisceaux de protons ou de photons a fait récemment l'objet de nombreux travaux. Ce rapport se révèle très sensible à la structure des noyaux de la cible.

Les déterminations sont plus rares pour les mésons π cosmiques enregistrés en altitude. Répétons que le rapport $\frac{\pi^-}{\pi^+}$ concerne ici les mésons en fin de parcours. Ces mésons sont créés localement dans la matière dense environnant le détecteur, constituée principalement par des éléments lourds. W. F. FRY donne la valeur 4 pour ce rapport [29]. En utilisant un critère un peu différent pour le choix entre les positifs et les négatifs, nous obtenons au contraire un rapport voisin de l'unité.

Il est, en principe, facile de déterminer le signe des mésons π . Les π positifs s'arrêtant dans l'émulsion se désintègrent avec émission d'un méson μ de parcours constant. Les π négatifs sont absorbés par les noyaux auxquels ils cèdent leur énergie de masse. Ces noyaux s'évaporent

en émettant, soit uniquement des neutrons, soit des protons ou fragments chargés en nombre au plus égal à 5. Ces désintégrations dues à l'absorption des π^- négatifs ont reçu le nom d'étoiles σ , et nous les noterons $\sigma_0, \sigma_1, \dots, \sigma_5$ suivant le nombre de branches.

Toutefois, cette identification se heurte à deux difficultés :

1°) Les π^- absorbés par des noyaux lourds sans émission de particules chargées apparaîtront comme des mésons isolés, et se confondront avec les mésons μ sans électrons (mésons appelés ρ).

2°) Quand le secondaire du μ sort de l'émulsion après un parcours très inférieur à 600 microns, il est souvent difficile de dire si ce secondaire est un μ , ou un proton, donc si le π est positif ou négatif.

On a donc classé séparément les $\pi - \mu$ dits "complets", c'est-à-dire tels que le μ se termine dans l'émulsion, ou possède un parcours dans l'émulsion supérieur à 450 microns, avec une ionisation et un "scattering" caractéristiques du méson μ , puis les $\pi - \mu$ douteux et les étoiles σ à une branche (quelle que soit la longueur de celle-ci), et enfin les étoiles à 2, 3, 4 et 5 branches. Les résultats sont donnés dans la Table I pour les plaques exposées à grande altitude et en montagne.

Le raisonnement qui va suivre repose sur la fréquence des étoiles créées dans l'émulsion en fonction du nombre de branches. Cette fréquence a été étudiée par divers auteurs [21, 28, 29, 30, 31] en particulier F. ADELMAN dont la statistique porte sur 3.366 mésons, artificiels et cosmiques. D'après cet auteur, parmi les π^- donnant au moins une particule visible, $32,4 \pm 1,0\%$ donnent une branche et $32,7 \pm 1,0\%$ donnent deux branches. Si l'on admet l'égalité entre le nombre de σ_1 et celui de σ_2 , on en déduit que 83 des 363 $\pi - \mu$ douteux et σ_1 seront en réalité des σ_1 , 280 étant des $\pi - \mu$. Le nombre total des π^+ enregistrés sera donc $99 + 280 = 379$, avec une erreur statistique $\sqrt{363 + 83 + 99} = 24,4$. On néglige l'incertitude sur la proportion de σ_1 et σ_2 . Le nombre de σ est donc $83 + 173 = 256$ avec une erreur $\sqrt{256}$. D'après F.L. ADELMAN [21], 27% de tous les mésons π^- ne donneront aucune particule visible, et le nombre de π^- sera 1,37 fois celui des σ enregistrés

$$N_{\pi^-} = 1,37 \times 256 = 351 \quad \text{avec une erreur} \quad 1,37 \sqrt{256} = 22.$$

En résumé :

$$N_{\pi^-} = 351 \pm 22$$

$$N_{\pi^+} = 379 \pm 23,4$$

D'où :

$$\frac{N_{\pi^-}}{N_{\pi^+}} = 0,93 \pm 0,08$$

On peut donc admettre que des proportions identiques de π^- et π^+ sont enregistrés en fin de parcours dans l'émulsion photographique.

TABLE I

Référence des plaques		$\pi\mu$ dits "complets"	$\pi\mu$ douteux + σ_1	σ_2	σ_3	σ_4	σ_5
Vols en ballons	N° 51	0	0	1	1	0	0
	N° 59	4	18	5	2	1	0
	N° 65	5	30	11	6	1	0
	N° 66	8	30	4	3	1	0
	N° 67	12	42	11	6	2	0
	N° 73	18	59	8	6	2	1
	N° 81	1	4	2	0	0	0
	N° 84	5	32	9	8	2	0
	N° 97	19	64	11	12	12	0
	N° 98	12	26	12	11	11	1
Alt. 3.500 ^m	N° 61	4	12	2	2	1	0
	N° 62	2	14	3	3	0	0
	N° 64	9	26	4	2	3	0
TOTAL		99	363	83	62	26	2
				173			

II - ETUDE EXPERIMENTALE des RAPPORTS $\frac{N(\mu)}{N_{\text{(étoiles)}}}$ et $\frac{N(\pi)}{N_{\text{(étoiles)}}}$

Le physicien qui étudie une série de plaques exposées à très haute altitude ne doit pas oublier que ses plaques ont le plus souvent séjourné assez longtemps au sol entre le moment de leur fabrication et celui de l'exposition, puis avant le développement. Il importe donc de discerner, pour les divers phénomènes observés, les contributions respectives du vol et de l'attente au sol. Nous allons voir que cette distinction est fondamentale dans le cas des mésons μ et π , les μ étant enregistrés au sol, les π en altitude.

La Table II contient l'ensemble des données expérimentales relatives aux différentes séries exposées à des altitudes stratosphériques ou à l'Observatoire du Jungfraujoch: le volume examiné, la durée d'attente au sol, la durée d'exposition en altitude, et le nombre d'étoiles (colonne 4), de mésons ρ (colonne 7), de mésons $\pi \rightarrow \mu$ et d'étoiles σ (colonne 8) observés au dépouillement. La durée d'exposition en altitude n'a qu'une valeur très relative, les courbes de vol indiquant l'altitude en fonction du temps ayant des allures très différentes. A titre de simple indication, on a noté le temps passé par les plaques au-dessus d'une altitude correspondant à 60 gr.cm² d'atmosphère résiduelle. Pour les séries exposées au Jungfraujoch, l'altitude correspond à 665 gr.cm².

La correction d'attente au sol pour le nombre d'étoiles a été déterminée par l'examen de 3,8 cm³ de plaques-témoins, appartenant aux diverses séries étudiées, exposées horizontalement au niveau de la mer. Dans ces conditions, on a trouvé que le taux de production des étoiles était $0,70 \pm 0,13$ par cm³ et par jour. On en déduit, pour chaque série, le nombre d'étoiles enregistrées pendant l'attente au sol (colonne 5), d'où le nombre d'étoiles réellement enregistrées en altitude (colonne 6).

Il faut ensuite déduire, du nombre des mésons ρ et de celui des $\pi - \mu$ et des σ observés, les nombre réels des mésons μ et de mésons π positifs et négatifs. Ces nombres ont été estimés dans chaque série, en équilibrant le nombre des π^+ ($\pi \rightarrow \mu$) et celui des π^- (étoiles σ), compte tenu des σ_0 par la relation: $N(\sigma \geq 0) = 1,37 N(\sigma > 0)$.

Soient a le nombre de $\pi - \mu$ dits "complets", b le nombre de $\pi - \mu$ douteux et de σ_1 dont x seront des σ_1 et $b-x$ des $\pi - \mu$, et c le nombre de $\sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4 + \sigma_5$. L'égalité, vérifiée ci-dessus, du nombre des π^+ et des π^- s'écrit:

$$N_{(\pi^+)} = a + b - x = 1,37 (x + c) = N_{(\pi^-)}$$

On en déduit :

$$N_{(\pi^\pm)} = 1,15 (a + b - c).$$

Ces nombres sont indiqués dans la 11^{me} colonne de la Table II (les nombres a , b , c , sont donnés dans la Table I).

T A B L E II

	Références des plaques	Volume examiné en cm ³	Durée d'attente au sol (en jours)	Durée d'exposition en altitude	Nombre d'étoiles observées	Nombre d'étoiles enregistrées pen- l'attente au sol	Nombre d'étoiles corrigé	Nombre de mésons ρ observés	Nombre de $\pi\mu + \sigma$
Vols en ballons	N°51 (200 μ) (Dieppe)	3,48	36	1 h	198	86	118	68	8
	N°59 - (Nancy)	4,16	17	2h30m	691	49	642	78	30
	N°65 - (Le Mans)	9,88	14	1 h	991	96	895	169	53
	N°66 - (Le Mans)	7,60	17	1 h	865	90	775	122	46
	N°67 - (Provins)	9,88	43	1h30m	1460	296	1164	293	73
	N°73 - (Poitiers)	4,18	14	5 h	1428	41	1387	85	94
	N°81(400 μ) (Chartres)	1,52	45	1h30m	224	48	176	58	7
Alt. 3.500 m.	N°61(200 μ) (Jungfr.)	2,66	42	27 j.	878	78	800	142	21
	N°62 - -	2,72	42	27 j.	777	80	697	111	22
	N°64 - -	3,80	15	21 j.	1071	40	1031	211	44
		1	2	3	4	5	6	7	8

Etoiles enregistrées au niveau de la mer : $0,70 \pm 0,13/\text{cm}^3/\text{jour}$

Mésons ρ enregistrés au niveau de la mer : $0,78 \pm 0,09/\text{cm}^3/\text{jour}$

TABLE II

Nombre de σ_0 estimé	$N(\mu)$ corrigé	$N(\pi^+)$	$\frac{N(\mu)}{N(*)}$	$\frac{N(\pi)}{N(*)}$	$N(\mu)/cm^3$	Mésons μ enregistrés $/cm^3$ pendant l'at- tente au sol	$\frac{N(\mu)}{N(\pi)}$ $/cm^3$ enregistrés en altitude	$N(\pi)/cm^3$	$\frac{N\mu}{N\pi}$	Moyenne
1	67	9	0,60	0,080	19	28,5	- 9,5	2,6	- 3,6	- 0,3
5	93	35	0,114	0,055	17,5	13,5	+ 4	8,4	+ 0,48	
8	161	61	0,18	0,068	16	11	+ 5	6,2	+ 0,80	
7	115	53	0,144	0,068	15	13,5	+ 1,5	7	+ 0,21	
11	282	84	0,242	0,072	28,5	34	- 5,5	8,5	- 0,65	
15	70	109	0,050	0,078	17	11	+ 6	26	+ 0,23	
1	57	8	0,324	0,045	37,5	35,5	+ 2	5,3	+ 0,38	+ 2
3	139	24	0,174	0,030	52	33	+19	9	+ 2,1	
3	108	25	0,155	0,036	40	33	+ 7	9,2	+ 9,76	
7	204	51	0,197	0,049	54	12	+42	13,5	+ 3,1	
9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19

Le nombre estimé des σ_0 :

$$N_{(\sigma_0)} = 0,156 (a + b - c) \quad (\text{colonne 9})$$

est soustrait du nombre des ρ observés pour fournir $N(\mu)$ corrigé (colonne 10). Tous ces nombres ont été arrondis aux valeurs entières.

Partant de ces valeurs, on peut calculer le rapport du nombre corrigé des mésons ρ , c'est-à-dire du nombre des mésons μ , au nombre d'étoiles correspondant (colonne 12) et celui du nombre des mésons $\pi^\pm$ au nombre d'étoiles (colonne 13). Il est remarquable que le rapport

$$\frac{N(\pi)}{N(\text{étoiles})} \quad \text{est sensiblement constant et conduit à la moyenne :}$$

$$\frac{N(\pi)}{N(\text{étoiles})} = 0,058 \pm 0,006$$

Le rapport est pris ici pour toutes les étoiles. La dispersion est plus faible si l'on se rapporte seulement aux étoiles ayant au moins un secondaire énergétique, la proportion τ de celles-ci variant avec l'altitude

$$\frac{N(\pi)}{N(\text{étoiles énergiques})}$$

$$\underline{3.500 \text{ mètre}} \quad \tau = 0,136 \text{ (d'après Bristol [22])} \quad 0,28$$

$$\underline{\text{Altitudes stratosphériques}} \quad \tau = 0,285 \text{ (Cf. 3^{me} Partie)} \quad 0,23$$

Au contraire, le rapport $\frac{N_\mu}{N(\text{étoiles})}$ varie beaucoup d'une exposition à l'autre. Il avait déjà été suggéré que ce rapport dépendait essentiellement de la durée de séjour des plaques au sol avant le vol [33].

Dans les plaques-témoins exposées horizontalement au sol, on observe $0,79 \pm 0,09$ mésons ρ en fin de parcours par cm³ et par jour et moins de $0,03 \pi^\pm$ ($\pi - \mu$ et σ) par cm³ et par jour. Remarquons ici que la probabilité d'arrêt d'un méson dans un détecteur tel qu'une émulsion photographique est proportionnelle à la surface offerte au faisceau et au parcours de ce faisceau dans le détecteur, donc au volume. Elle est donc indépendante de l'orientation de la plaque pendant l'exposition. Mais la probabilité d'observation dépend de cette orientation, la verticale étant direction privilégiée pour les mésons au niveau de la mer, et le nombre indiqué plus haut n'est pas le nombre réel de mésons ρ s'arrêtant par cm³ et par jour.

On a calculé le nombre de mésons μ enregistrés par cm³ d'émulsion dans chaque série (colonne 14), le nombre de ces mésons enregistrés par cm³ pendant l'attente au sol (colonne 15) d'où $N(\mu)/\text{cm}^3$ enregistrés en altitude (colonne 16). Ces nombres sont faibles et, tantôt positifs, tantôt négatifs dans le cas des plaques exposées en ballons, alors qu'ils sont tous positifs pour les 3 séries exposées au Jungfraujoch.

L'avant-dernière colonne donne le rapport $\frac{N_{\mu}}{N_{\pi}}$ des mésons μ et π enregistrés pendant le même temps. La moyenne de ces valeurs est -0,3 pour les vols en ballons (fluctuation autour d'une valeur positive voisine de 0), et + 2 pour l'exposition en montagne.

Donc la proportion de mésons μ enregistrés au cours d'une exposition en altitude est négligeable, surtout pour des vols en ballons. Ces mésons sont enregistrés principalement pendant l'attente au sol.

III - ETUDE THEORIQUE du RAPPORT $\frac{N_{\mu}}{N_{\pi}}$. (1)

Nous nous proposons maintenant de confirmer ce résultat expérimental par des considérations théoriques simples. Les mésons π enregistrés au cours d'un vol proviennent des matériaux denses situés au voisinage des plaques. Le libre parcours moyen de désintégration, $\lambda = c \tau$, d'un méson π de parcours restant 50 gr.cm², par exemple, est seulement d'une quinzaine de mètres, si bien qu'une proportion négligeable des mésons créés dans l'atmosphère s'arrêtera dans le paquet. Nous montrerons d'abord que le temps de ralentissement d'un méson π créé dans la nacelle est très inférieur à la vie moyenne, c'est-à-dire que les π créés au voisinage des plaques seront enregistrés sous forme de π . Les μ doivent donc provenir de l'atmosphère. Nous calculerons cette contribution et nous montrerons qu'elle est très faible.

§ 1.- TEMPS de RALENTISSEMENT d'un MESON π dans le PAQUET.

Soit une particule s'arrêtant dans un certain absorbant de masse spécifique ρ . Le temps t_0 , mis à parcourir les R derniers centimètres, mesuré dans le système lié à la particule est :

$$t_0 = \frac{m_0 c^2}{c} \int_0^R \frac{dr}{P(r) c} \quad \text{où } P(r) \text{ est le moment de la particule}$$

P_c est exprimé en Mev. $c = 3.10^{10}$ cm. $m_0 c^2 = 140$ Mev pour un méson π

$$(dr)^{cm} = \frac{1}{\rho} (dr)^{gr.cm^{-2}}$$

d'où :

$$t_0 = \frac{1}{\rho} \frac{m_0 c^2}{c} \int_0^R \frac{dr}{P(r) c}$$

r et R étant alors mesurés en gr.cm².

Comme le ralentissement dépend peu du Z de l'absorbant, on peut utiliser pour $P(r)$ les courbes moment-parcours établies par WHEELER pour l'aluminium. Si la particule traverse n éléments différents, on écrira :

$$t_0 = \frac{m_0 c^2}{c} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\rho_i} \int_{R_{i-1}}^{R_i} \frac{dr}{P(r) c} \quad \text{avec } R_0 = 0$$

(1).- Nous devons l'idée de ces calculs à l'obligeance de M. PEYROU.

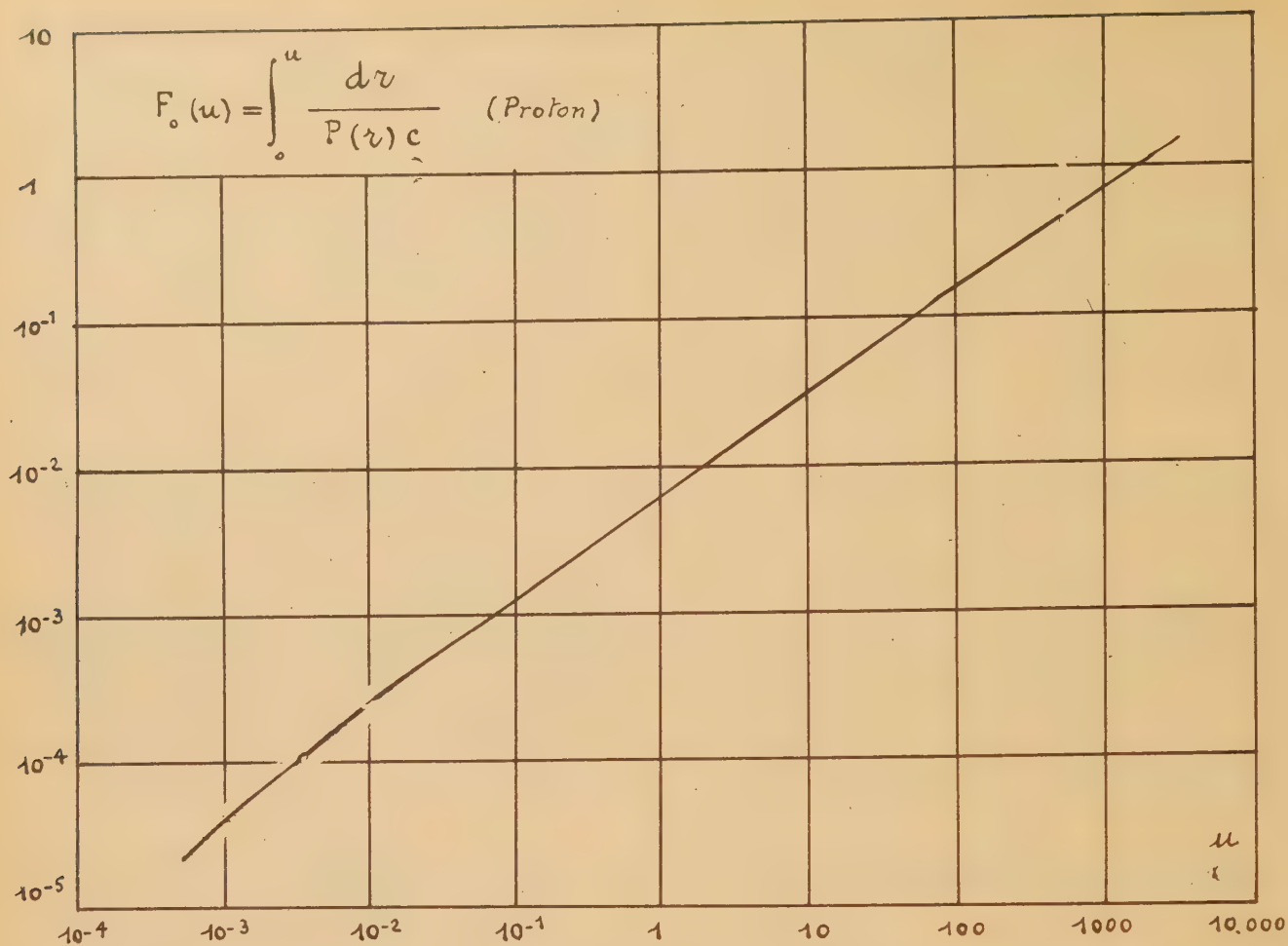


Fig. 10

D'autre part, les courbes moment-parcours sont homothétiques dans le rapport des masses. On peut donc utiliser $P_0(r)$ calculé pour le proton, et en déduire $P_Y(r)$ pour une particule Y par

$$P_Y(r) = M P_0\left(\frac{r}{M}\right) \quad \text{avec} \quad M = \frac{m_Y}{m_p}.$$

Soit maintenant $F(R)$ la fonction définie par $F(R) = \int_0^R \frac{dr}{P(r)c}$.
On en déduit :

$$F_Y(R) = F_0\left(\frac{R}{M}\right).$$

Il suffit donc de connaître la fonction F_0 pour le proton. Cette fonction a été calculée numériquement en prenant pour limite inférieure de l'intégrale, non $R_0 = 0$, mais $R_0 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ gr.cm}^2$, ce qui correspond à un parcours d'un demi-micron dans le bromure d'argent (Fig. 10).

La disposition dans la nacelle des plaques ayant servi à cette étude (séries 51 à 81) a été décrite dans la première partie (Fig. 2). La géométrie du paquet est compliquée et le parcours en gr.cm^2 des particules s'arrêtant dans l'émulsion très variable avec la direction

d'entrée. Nous cherchons donc un parcours maximum. Les calculs qui suivent font d'ailleurs intervenir la disposition relative des différents éléments le long de ce parcours et nous avons choisi le plus grand parcours en gr.cm² donnant la plus grande probabilité pour qu'un méson se désintègre (freinage dans un absorbant lourd suivi du passage dans un élément léger).

Le parcours choisi est indiqué sur la figure 2. Les caractéristiques sont réunies dans le tableau ci-dessous qui contient également les éléments du calcul de t_0 .

	Densité	Parcours	Parcours gr.cm ² Δz	Parcours total R	$F_0(\frac{R}{M})$	$F_0(\frac{R_i}{M}) - F_0(\frac{R_{i-1}}{M})$	$\frac{1}{P} \Delta P$
Plaques	$\rho_1 = 2,7(\text{moy})$	7,8 ^{cms}	21	21	0,2	0,2	0,074
Emballage	$\rho_2 \approx 0$	1,8	0	21	-	-	0,016
Laiton	$\rho_3 = 8,4$	0,135	1,1	22,1	0,21	0,01	0,001
Ebonite- Mousse	$\rho_4 \approx 0$	6,8	0	22,1	-	-	0,045
Piles	$\rho_5 = 2,2(\text{moy})$	8,3	18,3	<u>40,4</u>	0,31	0,10	0,045
							<u>0,181</u>

Si $\rho_i = 0$, le terme correspondant dans l'expression de t_0 est remplacé par $\frac{(R_i - R_{i-1})^{cm}}{P(R_i)c}$. Pour le parcours dans l'emballage, on a pris le P_c moyen à l'intérieur de la boîte de laiton.

Le parcours maximum correspond donc à 40 gr.cm². Le parcours minimum est celui d'un méson qui traverserait simplement le laiton et s'arrêterait au bord du paquet de plaques, soit 0,84 gr.cm². Par la suite, nous supposons que les mésons observés ont parcouru au moins un centimètre d'émulsion, ce qui donne un parcours minimum d'environ 5 gr.cm².

On a d'autre part : $t_0 = \frac{m_0 c^2}{c} \times 0,181 = 8,5 \cdot 10^{-10}$,

NOTE.- Les plaques ont à la construction les caractéristiques suivantes:

	Epaisseur	Densité
<u>Verre</u>	1,25 mm	2,5
<u>Emulsion</u>	0,2 ou 0,4 mm	3,9

d'où une densité moyenne 2,7 ou 2,8. (On aurait environ 3 pour des émulsions de 600 μ).

d'où

$$\frac{t_0}{\tau_0} \approx 0,03$$

Pour le parcours minimum $R_0 = 0,84 \text{ gr/cm}^2$, en ajoutant 15 cm de parcours dans l'ébonite-mousse, on obtient : $t'_0 \approx 1,4 \cdot 10^{-9}$.

Les mésons π produits dans la nacelle où la densité de matière est très grande devant celle de l'atmosphère environnante, seront donc enregistrés sous forme de π . Les mésons μ observés dans les plaques ne proviennent donc pas de la désintégration en vol des π produits localement, mais appartiennent à la composante mésonique de l'atmosphère. Nous ne nous occuperons pas ici des mésons μ provenant de la désintégration des π^+ en fin de parcours, catalogués comme $\pi - \mu$.

§ 2.- CALCUL de la PRODUCTION des MESONS μ .

Les mésons μ observés en fin de parcours proviennent donc des π qui ont été créés au cours des interactions de la composante nucléonique de grande énergie avec les noyaux de l'atmosphère et qui se sont désintégrés très rapidement. Nous allons maintenant calculer la proportion des μ et des π qui ont été enregistrés aux différentes altitudes, compte tenu de la géométrie du paquet.

Il n'est pas facile d'apporter une solution rigoureuse à ce problème. Il faudrait en effet tenir compte du spectre d'énergie et de la distribution angulaire des mésons produits, de la variation de la densité de l'atmosphère et du taux de production des mésons avec l'altitude. Aussi proposons-nous deux solutions approchées. Dans la première, nous supposons que les mésons peuvent être émis dans toutes les directions, mais nous négligeons la variation de la densité et du taux de production avec l'altitude. Les résultats doivent être plus valables aux grandes altitudes qu'aux altitudes moyennes où le rayonnement est beaucoup moins isotrope. Dans la deuxième solution, nous envisageons un flux vertical de mésons, mais en tenant compte de l'influence des variations d'altitude. Dans ces deux solutions, nous ferons une hypothèse simplificatrice sur le spectre d'énergie des mésons à la production.

a) Remarque préliminaire. Nous commencerons par établir la propriété suivante :

Soient une couche sphérique productrice de particules, et un détecteur placé au centre de cette couche. Le nombre de particules enregistrées par le détecteur ne dépend que de l'épaisseur dR de la couche productrice, et non de la distance R de la couche au détecteur.

Soit $dN = N_0 f(\theta, \varphi) d\omega(\theta, \varphi)$ le nombre de particules produites par gramme de matière et par unité de temps dans la direction (θ, φ) et dans l'angle solide $d\omega$:

$$(1) \quad \int f(\theta, \varphi) d\omega = 1$$

N_0 est le nombre de particules produites par gr. et par unité de temps dans toutes les directions. Le nombre produit par cm³ est

$$N'_0 = \rho N_0$$

Pour un petit volume $dV = dS dR$ de la couche productrice, le détecteur reçoit

$$dN = \rho N_0 f(\theta, \varphi) d\omega dS dR$$

$d\omega$ est l'angle solide sous lequel on voit le détecteur d'un point de la couche productrice, soit

$$d\omega = \frac{S}{R^2}, S \text{ étant la maîtresse section du détecteur dans la direction considérée. D'autre part :}$$

$$dS = R^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \text{ d'où :}$$

$$dN = \rho N_0 S f(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi dR.$$

En réalité, seules sont détectées les particules dont l'énergie est comprise entre certaines limites : une certaine fraction K du flux sera enregistrée, dépendant des propriétés du détecteur. Pour ce calcul, nous supposons une distribution uniforme du nombre de particules produites en fonction de l'énergie pour toutes les directions.

Pour toute la couche productrice de rayon R et d'épaisseur dR :

$$dN = K S \rho N_0 dR \iint f(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi,$$

soit d'après (1) :

$$dN = K S \rho N_0 dR \quad \text{indépendant de } R.$$

Ce résultat est simplement modifié par un certain facteur dans le cas où l'angle solide sous lequel on voit le détecteur n'est plus un infiniment petit. Si Ω est cet angle solide, il faut remplacer $f(\theta, \varphi) d\omega$

par $\int_{\Omega} f(\theta, \varphi) d\omega = \frac{\bar{f}_{\Omega}(\theta, \varphi) S}{R^2}$

$$(\text{avec } \bar{f}_{\Omega} = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} f(\theta, \varphi) d\omega).$$

A une couche productrice d'épaisseur ΔR correspondra donc un nombre de particules enregistrées :

$$N \neq K S \rho N_0 \Delta R.$$

Réciproquement, à un nombre N de particules enregistrées, on pourra faire correspondre un certain "parcours de production" ΔR cm ou $\rho \Delta R$ gr.cm⁻². Si l'on détecte deux types différents de particules produites avec le même N_0 , on pourra comparer leurs parcours de production, le coefficient $K S N_0$ étant le même.

Envisageons maintenant le cas où la couche productrice est intérieure au détecteur.

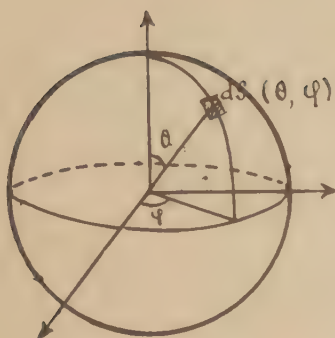


Figure. 17

Dans ce cas $\Omega = 4\pi$ et $\int_{\Omega} f(\theta, \varphi) d\omega = 1$.

En intégrant sur toute la couche productrice :

$$dN = K \rho N_0 dR \int dS = K \rho N S dR = K \rho N_0 dV.$$

Pour le détecteur de rayon r_0 considéré comme matière productrice:

$$N = K \rho N_0 V_0 = K \rho N_0 \left(\frac{V_0}{S} \right) = K \rho N_0 \left(\frac{4}{3} r_0 \right).$$

Le parcours de production est donc les $4/3$ du parcours réel.

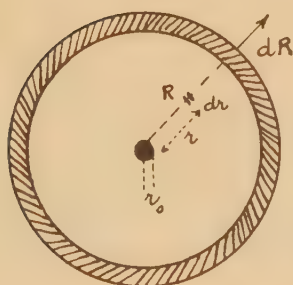
b) Premier calcul. Nous ferons un premier calcul simplifié avec les hypothèses suivantes :

a) le spectre en parcours des mésons μ à la production est un spectre plat, ce qui entraîne que K ne dépendra pas de la distance de la couche productrice au détecteur;

b) le taux de production des mésons est indépendant de l'altitude (à une altitude assez élevée);

c) la densité de l'air est constante.

Le nombre de mésons qui devraient être enregistrés en provenance de la couche (R, dR) est :



$$dN = K \rho N_0 dR \quad R \text{ en cms}$$

la constante K , qui a les dimensions d'une surface, remplaçant le produit $K S$ du calcul précédent.

A la distance r du détecteur, et sur un parcours dr , dn mésons se désintègrent:

$$dn = -n \frac{dr}{\lambda}$$

λ étant le libre parcours moyen d'un méson de vitesse βc et d'impulsion $P = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$:

$$\lambda = \tau c \beta = \frac{\tau_0 c}{\sqrt{1-\beta^2}} = \tau_0 c \frac{P(r)}{m_0 c} = \lambda_0 \frac{P(r)}{m_0 c} \quad \text{avec } \lambda_0 = \tau_0 c.$$

Pour simplifier, nous admettrons une perte de moment linéaire

$$P(r) = p + k (r - r_0)$$

$p = g(r_0)$ impulsion à l'entrée du détecteur, k = perte d'impulsion par cm. Nous avons alors :

$$dn = -n \frac{m_0 c}{\lambda_0} \frac{dr}{p + k (r - r_0)}.$$

D'où en intégrant de r_0 à R :

$$n = n_0 \left[\frac{\mu}{\mu + (R - r_0) k} \right]^a \quad \text{avec} \quad a = \frac{m_0 c}{k \lambda_0} \quad (\text{sans dimension}).$$

Le nombre de mésons réellement enregistrés, en provenance de la couche (R, dR) est :

$$dN' = K \rho N_0 \left[\frac{\mu}{\mu + (R - r_0) k} \right]^a$$

On aura le nombre total de mésons μ enregistrés en intégrant par rapport à R de r_0 à l'infini. L'intégrale converge si $a > 1$:

$$N' = \frac{K \rho N_0}{k} \frac{\mu}{a-1}.$$

Le parcours de production équivalent, exprimé en gr.cm^2 , sera donc :

$$R'_0 = \rho \frac{g(r_0)}{k} \left[\frac{1}{\frac{m_0 c}{k \lambda_0} - 1} \right].$$

Le taux de production des mésons π est le même que celui des μ , ceux-ci provenant des π . D'après ce qui précède, le parcours de production des π sera supérieur à r_0 .

Les nombres de mésons π et de mésons μ enregistrés pendant le même temps à une altitude donnée seront dans le rapport des parcours de production, soit

$$\frac{N_\mu}{N_\pi} < \frac{\rho}{k} \frac{g(r_0)}{r_0} \left[\frac{1}{\frac{m_0 c}{k \lambda_0} - 1} \right].$$

Cette formule, considérée comme donnant seulement un ordre de grandeur va nous donner une indication ^{sur la variation} du rapport $\frac{N_\mu}{N_\pi}$ avec l'altitude. Pour cela, nous avons utilisé les courbes $h = h(x)$ et $\frac{x}{\rho} = f(x)$ données pour l'atmosphère standard, x étant l'atmosphère résiduelle en gr.cm^2 [34].

Pour des moments supérieurs à 100 Mev/c, la perte de moment par gr.cm^2 est en moyenne 2 Mev/c, d'où $k = 2 \rho$ en Mev/c . cm^{-1} . D'autre part : $m_0 c \neq 100 \text{ Mev/c}$ et $\lambda_0 = \tau_0 c = 6.10^4 \text{ cm}$. Le calcul a été fait pour l'épaisseur maximum : $r_0 = 40 \text{ gr.cm}^{-2}$, d'où $\mu = g(r_0) = 200 \text{ Mev/c}$

et $\frac{g(r_0)}{r_0} \sim 5$. Pour des r_0 inférieurs à 40 gr.cm^{-2} , on obtient une meilleure approximation de $\frac{g(r_0)}{r_0}$ en interpolant $g(r_0)$ sur la droite la mieux adaptée à $P(r)$ pour $r > 40 \text{ gr.cm}^{-2}$.

Pour une altitude inférieure à 4 Kms, a devient inférieur à 1, ce qui entraîne la divergence de l'intégrale, et le calcul précédent n'a plus de sens. La courbe A de la Fig. 14 donne une limite supérieure du

rapport $\frac{N_\mu}{N_\pi}$.

A chaque altitude, le taux de production est le même pour les mésons π et les mésons μ qui en proviennent. Mais la variation de N_0 et de ρ avec l'altitude intervient dans l'intégration des couches productrices autour du détecteur. Pour éprouver la validité du calcul précédent, cherchons le rayon de la sphère, centrée sur le détecteur, telle qu'aucun méson enregistré ne puisse pratiquement venir de l'extérieur. Un méson μ effectue le parcours $R_0 - r_0$ avant d'arriver au détecteur, en un temps :

$$t_0 = \frac{m_0 c^2}{\rho c} \int_{r_0}^{R_0} \frac{dr}{P(r)c} \quad (\text{dans le système propre du méson})$$

Le temps de parcours des derniers $r_0 \text{ gr.cm}^{-2}$ de matière dense est négligeable. Si $t_0 = 5 \tau_0$, moins de 1% des mésons viendront d'une distance supérieure à R_0 . D'où :

$$\int_{r_0}^{R_0} \frac{dr}{P(r)c} = F_0\left(\frac{R_0}{M}\right) - F_0\left(\frac{r_0}{M}\right) = \frac{5 \rho c \tau_0}{m_0 c^2}$$

A 20 Kms, par exemple, $\rho = 0,88.10^{-4}$, et l'intégrale a pour valeur 0,26

Pour $r_0 = 40 \text{ gr.cm}^{-2}$, $R_0 - r_0 = 60 \text{ gr.cm}^{-2}$, soit 6.800 mètres d'air

$r_0 = 5 \text{ gr.cm}^{-2}$, $R_0 - r_0 = 35 \text{ gr.cm}^{-2}$, soit 4.000 mètres d'air.

c) Second calcul. Le calcul précédent, valable aux hautes altitudes, doit être moins justifié aux altitudes moyennes où les mésons μ sont déjà relativement collimatés, tandis que les π , produits localement, sont répartis de manière plus isotrope. D'autre part, nous avons vu qu'il cessait de s'appliquer aux basses altitudes.

Nous pouvons faire un calcul plus précis, dans l'hypothèse d'un flux vertical de mésons, mais en tenant compte de la variation de N_0 et de ρ avec l'altitude.

SANDS a montré [35] que la variation avec la profondeur d'atmosphère x du nombre de mésons μ de parcours (R, dR) produits par gramme de matière et par unité de temps peut se représenter par :

$$dN = G(R) e^{-\frac{x}{L}} dR \quad \text{avec } L = 125 \text{ gr.cm}^{-1}$$

R varie de 5 gr.cm^{-2} , épaisseur minimum choisie pour la détection, à $40 + 60 \text{ gr.cm}^{-2}$, soit l'épaisseur maximum de la nacelle à laquelle vient s'ajouter le rayon de la sphère productrice défini par $t_0 \leq 5 \tau_0$.

à une altitude moyenne de 20 Kms. $G(R)$ varie de 20 à 4. Pour les mésons π , R varie seulement de 5 à 40 gr.cm^{-2} , et l'énergie cinétique varie de 30 à 16 Mev. CAMERINI et al. [12] ont obtenu le spectre différentiel d'énergie des mésons π émis dans les étoiles, et trouvent un bon accord avec le spectre déduit du spectre de production des μ de SANDS. Pour les π , on trouve ainsi que $G(R)$ varie par un facteur beaucoup plus faible, de l'ordre de 1,5.

Dans ce qui suit, nous remplacerons $G(R)$ par un spectre plat indépendant de R .

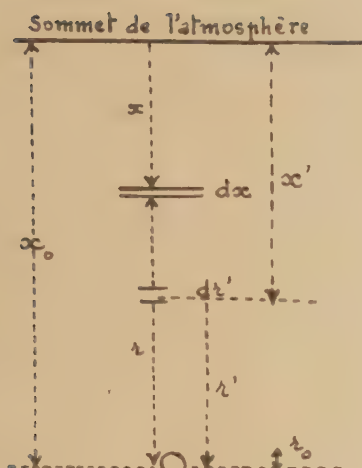


Figure . 13

Désignons par x_0 la profondeur d'atmosphère à laquelle se trouve le détecteur environné de r_0 gr.cm⁻² de matière dense, et considérons une couche productrice dx à la profondeur x , à la distance r du détecteur :

$$x + r = x_0.$$

Dans la couche (r', dr') , à la profondeur $x' = x_0 - r' > x$, des mésons se désintègrent :

$$dn = -n \frac{m_0 c}{\lambda_0} \frac{dr'}{P(r_0 + r') \rho(x_0 - r')}$$

d'où :

$$\text{Log} \frac{n}{n_0} = - \frac{m_0 c}{\lambda_0} \int_0^r \frac{dr'}{P(r_0 + r') \rho(x_0 - r')} \text{ avec } n_0 = N_0 e^{-\frac{x}{L}}$$

Posons :

$$\frac{m_0 c}{\lambda_0} \int_0^r \frac{dr'}{\rho(x_0 - r') P(r_0 + r')} = \frac{m_0 c}{\lambda_0} \int_x^{x_0} \frac{dx'}{\rho(x') P(x_0 + r_0 - x')} = a(x)$$

Le nombre de mésons détectés en provenance de la couche (x, dx) est :

$$dN' = K N_0 e^{-\frac{x}{L}} e^{-a(x)} dx.$$

Et pour toutes les couches de l'atmosphère situées au-dessus du détecteur :

$$N' = K N_0 \int_0^{x_0} e^{-[\frac{x}{L} + a(x)]} dx = K N_0 S(x_0, r_0)$$

Pour les mésons π : $N'' > K N_0 e^{-\frac{x_0}{L}} r_0$, d'où :

$$\frac{N_\mu}{N_\pi} < \frac{S(x_0, r_0)}{r_0 e^{-\frac{x_0}{L}}}$$

Donnons deux exemples de calcul, pour $r_0 = 40$ gr.cm⁻².

1) $h_0 = 20$ Kms, d'où $x_0 = 55$ gr.cm⁻² et $X_0 = x_0 + r_0 = 95$ gr.cm⁻². Pour des x' compris entre 0 et 100 gr.cm⁻², la variation de la densité est donnée par :

$$\rho = \frac{x'}{5,38 \cdot 10^{-5}} \quad (\text{d'après ROSSI [34]}).$$

D'où :

$$a(x) \simeq 10^3 \int_x^{x_0} \frac{dx'}{x' P(X_0 - x')}.$$

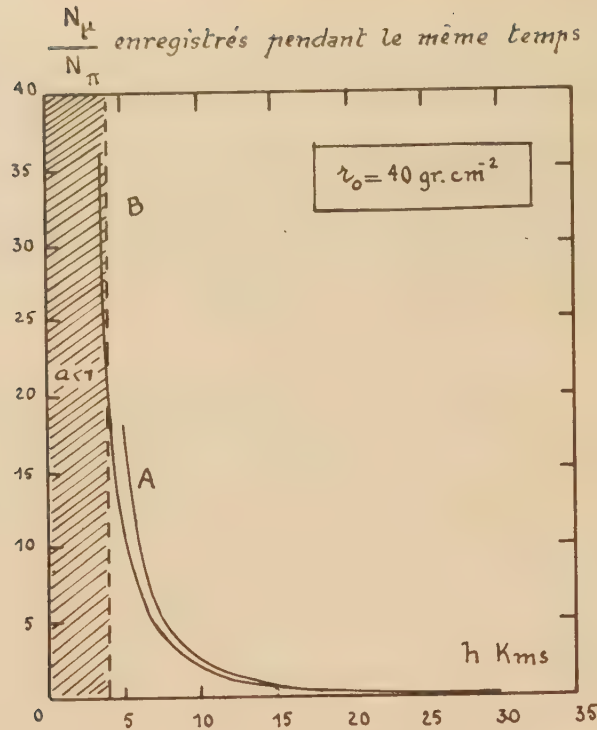


Fig. 14. Variation du rapport $\frac{N_\mu}{N_\pi}$ avec l'altitude

On calcule ensuite graphiquement l'intégrale :

$$S(x_0, \tau_0) = \int_0^{x_0} e^{-A(x)} dx \quad \text{avec} \quad A(x) = a(x) + \frac{x}{L}$$

On obtient ainsi: $S(x_0, \tau_0) = 6,5$. D'autre part $e^{-\frac{x_0}{L}} = 0,644$. D'où :

$$\frac{N_\mu}{N_\pi} = 0,25.$$

2°) $h_0 = 13$ Kms, c'est-à-dire $x_0 = 160 \text{ gr.cm}^{-2}$ et $X_0 = 200 \text{ gr.cm}^{-2}$. On peut alors utiliser les tables numériques de SANDS [35] en écrivant:

$$\frac{m_0 c}{\lambda_0} \int_{x_0 - \tau_0}^{x_0 - \tau_0} \frac{dx'}{\rho(x') P(X_0 - x')} = \frac{m_0 c}{\lambda_0} \int_x^{X_0} \frac{m_0 c}{\lambda_0} \int_{X_0 - \tau_0 = x_0}^{X_0}$$

soit :

$$a(x) = a_1(x) - a_0$$

Avec les notations de SANDS:

$$a_0 = -\text{Log } w(x_0, X_0) = 1,6 \quad \text{d'où} \quad w(x_0, X_0) = w_0 = 0,20$$

$$a_1(x) = -\text{Log } w(x, X_0) \text{ est donné graphiquement par SANDS.}$$

D'où :

$$S(x_0, \tau_0) = \frac{1}{w_0} \int_0^{x_0} e^{-[\frac{x}{L} + a_1(x)]} dx = \frac{2,05}{0,20} \approx 10$$

$$e^{-\frac{x_0}{L}} = 0,278.$$

On obtient finalement : $\frac{N_\mu}{N_\pi} = 0,92.$

Les valeurs ainsi calculées sont résumées ci-dessous :

h_0	$\frac{N_\mu}{N_\pi}$	
	$\tau_0 = 5 \text{ gr.cm}^{-2}$	$\tau_0 = 40 \text{ gr.cm}^{-2}$
20 kms	0,65	0,25
12-13 kms	7	0,92
3.500 m.	290	36

La courbe B de la Fig. 14 donne $\frac{N_\mu}{N_\pi}$ pour $\tau_0 = 40 \text{ gr.cm}^{-2}$ dans le cas du présent calcul. Comparons avec les résultats expérimentaux:

1°) pour les vols en ballons, nous avons trouvé $\left(\frac{N_\mu}{N_\pi}\right)_{\text{moyen}} = -0,3$, ce qui est une fluctuation autour d'une valeur positive voisine de zéro.

2°) A l'altitude du Jungfrauoch:

$$\left(\frac{N_\mu}{N_\pi}\right)_{\text{moyen}} = 2$$

3°) Au niveau de la mer, nous pouvons donner une limite inférieure : (voir page 34)

$$\frac{N_\mu}{N_\pi} > \frac{0,79}{0,03} = 26$$

Remarquons que dans ces deux derniers cas, la géométrie du détecteur est très différente de celle réalisée à haute altitude. Au Jungfrauoch, par exemple, les mésons μ , présentent un effet directionnel assez marqué, tandis que les mésons π sont produits localement et de manière plus isotrope, ce qui tend à réduire les valeurs obtenues par le calcul.

Nous avons donc mis en évidence expérimentalement et vérifié par le calcul la différence de comportement des mésons μ et π du point de vue de leur détection. Les mésons π sont créés localement, dans la matière dense environnant les plaques, et en altitude. Au contraire, la proportion des mésons μ enregistrés en altitude est négligeable, surtout pour les vols en ballons, la contribution principale provenant de l'attente au sol.

Nous signalerons plus loin une application possible de cette propriété pour la recherche des mésons lourds.

IV - RADIATEUR de MESONS. RADIATEUR OPTIMUM. APPLICATION aux MESONS LOURDS .

§ 1.- POSITION du PROBLEME.

Le problème que nous venons de traiter peut être posé de manière un peu plus générale. Considérons une radiation productrice de mésons arrivant verticalement sur un absorbant dense d'épaisseur l , sous lequel se trouve un détecteur constitué par des plaques photographiques. Cette radiation peut donner naissance à des mésons d'un certain type qui seront enregistrés, ou se désintégreront en vol pour donner des mésons d'un autre type qui seront alors seuls enregistrés. (Par exemple $\pi \rightarrow \mu$).

Les mésons enregistrés peuvent avoir deux provenances différentes, en dépendance de leur vie moyenne et du spectre d'énergie à la production :

1°) Ils peuvent provenir de l'atmosphère, être ralentis dans l'absorbant et arrêtés. Leur vie moyenne délimite, autour du détecteur, une sphère de laquelle ils peuvent venir sans s'être désintégrés. Le rayon de cette sphère dépend de la vie moyenne du méson, et de l'épaisseur de l'absorbant. Aux grandes altitudes, le volume de la sphère correspond à une quantité de matière faible devant la matière dense voisine du détecteur, et, par conséquent, la contribution de l'atmosphère est nulle pour les mésons π ($\tau_0 \simeq 10^{-8}$) et négligeable pour les mésons μ ($\tau_0 \simeq 10^{-6}$). A plus forte raison, elle sera nulle pour des mésons de vie moyenne plus brève.

2°) Ils peuvent être créés (directement ou non) dans l'absorbant, ralentis, et enregistrés en fin de parcours. C'est le cas des mésons π . Mais la vie moyenne des π est encore trop longue pour que, dans l'exemple envisagé, plus haut, ils puissent se désintégrer en vol pour donner des μ . Les mésons μ sont donc doublement défavorisés : leur vie moyenne est trop courte pour que la contribution de l'atmosphère soit efficace, et la vie moyenne du méson père est encore trop longue pour qu'ils puissent naître en vol. Les mésons enregistrés sous l'absorbant dense devront donc, soit être créés directement, soit être un produit de désintégration d'un méson de vie moyenne très brève (cette dernière condition dépend évidemment de la géométrie du détecteur). L'épaisseur de l'absorbant traversé doit être grande pour

favoriser la production, et faible pour éviter la mort par désintégration. Il existe donc une épaisseur optimum l_0 du "radiateur" donnant le maximum de rendement pour la détection des mésons du type envisagé et fonction de la vie moyenne et du spectre d'énergie de ces mésons. Nous allons considérer maintenant le problème de la détermination de cette épaisseur optimum.

Le détecteur (plaques photographiques) d'épaisseur r_0 gr.cm⁻² et de masse spécifique ρ_0 est surmonté d'un producteur de mésons d'un certain type, d'épaisseur l gr.cm⁻² et de masse spécifique ρ . Les mésons du type considéré sont caractérisés ici par leur masse m_0 et leur vie moyenne au repos τ_0 . Par analogie avec le spectre obtenu par SANDS pour les mésons μ , nous supposons que la variation avec l'épaisseur de matière traversée par la radiation primaire du nombre de mésons de parcours compris entre R et $R + dR$ produits par gramme de matière et par unité de temps est représentée par une fonction de la forme :

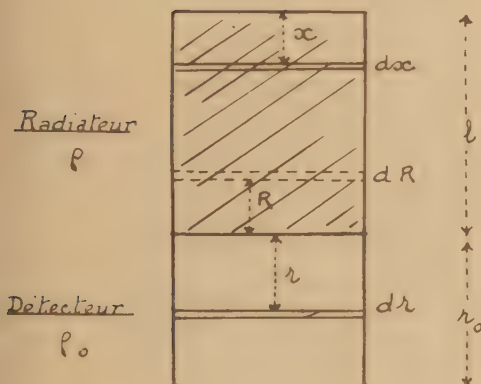


Fig. 15

$$G(R) e^{-\frac{x}{L}} dR$$

L étant le libre parcours moyen de production, $G(R)$ le spectre différentiel en parcours. Ceci reste justifié que le méson soit ou non un produit direct d'interactions nucléaires.

Le méson créé est ralenti dans l'absorbant, peut se désintégrer, ou subir un processus catastrophique défini par un libre parcours moyen Λ

(cas des mésons nucléaires).

Les mésons enregistrés par le détecteur sont produits, en partie par le radiateur, en partie par le détecteur lui-même. Nous ferons le calcul en supposant la radiation productrice verticale et les mésons créés émis dans la même direction.

Considérons la couche détectrice (r, dr) et une couche productrice (x, dx) (x peut alors varier de 0 à $l+r$) (Fig. 15). Le nombre de mésons produits par la couche dx et qui devaient être enregistrés par la couche dr , c'est-à-dire de parcours $(l-x+r, dr)$ sera :

$$N_0 e^{-\frac{x}{L}} G(l-x+r) dr dx$$

N_0 dépend des conditions d'exposition, mais sa valeur n'interviendra pas dans le calcul. Sur la bande (R, dR) , dn mésons se désintègrent :

$$dn = -n \frac{m_0 c}{\rho \lambda_0} \frac{dR}{P(R+r)} \quad \text{avec} \quad \lambda_0 = c \tau_0,$$

et dn' subissent une absorption catastrophique : $dn' = -n \frac{dR}{\Lambda}$

Le nombre de mésons qui arrivent en r est donc :

$$n = n_0 \exp \left\{ -\frac{m_0 c}{\rho \lambda_0} \int_{-r}^{l-x} \frac{dR}{P(R+r)} \right\} \exp \left(-\frac{l-x+r}{\Lambda} \right).$$

En réalité, les densités du radiateur et du détecteur étant différentes, la première exponentielle doit s'écrire :

$$\exp \left\{ -\frac{m_0 c}{\rho_0 \lambda_0} \int_{-r}^0 \frac{dR}{P(R+r)} - \frac{m_0 c}{\rho \lambda_0} \int_0^{l-x} \frac{dR}{P(R+r)} \right\}$$

n_0 a la valeur $N_0 e^{-\frac{x}{L}} G(l-x+r)$. Le nombre de mésons reçus par la courbe détectrice (r, dr) s'obtiendra en intégrant sur x de 0 à $l+r$. Pour le détecteur, on aura :

$$N = N_0 \int_0^{r_0} dr \int_0^{l+r} dx e^{-\frac{x}{L}} G(l-x+r) \exp \left\{ -\frac{m_0 c}{\rho_0 \lambda_0} \int_{-r}^0 \frac{dR}{P(R+r)} - \frac{m_0 c}{\rho \lambda_0} \int_0^{l-x} \frac{dR}{P(R+r)} \right\} \exp \left(-\frac{l-x+r}{\Lambda} \right).$$

§ 2.- DISPOSITION des CALCULS. DETERMINATION de l'ÉPAISSEUR OPTIMUM.

Posons $R+r = u$, avec toujours $\int_0^u \frac{du}{P(u)} = F(u)$ et $F(u) = F_0 \left(\frac{u}{M} \right)$.

D'autre part, on peut écrire :

$$\begin{aligned} -\frac{m_0 c}{\rho_0 \lambda_0} \int_{-r}^0 \frac{dR}{P(R+r)} - \frac{m_0 c}{\rho \lambda_0} \int_0^{l-x} \frac{dR}{P(R+r)} &= -\frac{m_0 c}{\rho_0 \lambda_0} \int_0^r \frac{du}{P(u)} - \frac{m_0 c}{\rho \lambda_0} \int_r^{l-x+r} \frac{du}{P(u)} \\ &= -\frac{m_0 c}{\lambda_0} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \int_0^r \frac{du}{P(u)} - \frac{m_0 c}{\rho \lambda_0} \int_0^{l-x+r} \frac{du}{P(u)} \end{aligned}$$

Posons $a(u) = K F(u)$ avec $K = \frac{m_0 c}{\rho \lambda_0}$

$$a_0(u) = K_0 F(u) \text{ avec } K_0 = \frac{m_0 c}{\lambda_0} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right).$$

Il vient alors

$$N = N_0 \int_0^{r_0} dr \int_0^{l+r} dx e^{-\frac{x}{L}} G(l-x+r) e^{-a_0(r)} e^{-a(l-x+r)} e^{-\frac{l-x+r}{\Lambda}}$$

Ecrivons :

$$e^{-\frac{x}{L}} = e^{-\frac{l-x+r}{L}} = e^{-\frac{l+r}{L}}$$

et posons : $l-x+r = v$. Les termes^{ne} dépendant plus que de v sortent de la première intégrale. D'où :

$$N_l = N_0 \int_0^{r_0} dr e^{-[\frac{l+r}{L} + a_0(r)]} \int_0^{l+r} dv e^{-[(\frac{1}{L} - \frac{1}{\Lambda})v - a(v)]} G(v)$$

expression qui peut se calculer aisément par une suite d'intégrations numériques.

On calcule les fonctions $a(u)$ et $a_0(u)$ à partir de la fonction $F(u)$ introduite précédemment (III, § 1.). Puis on calcule :

$$H(v) = e^{-[v(\frac{1}{L} - \frac{1}{\Lambda}) - a(v)]} G(v)$$

puis la primitive de cette fonction :

$$\mathcal{H}(w) = \int_0^w H(v) dv$$

puis la fonction :

$$\mathcal{P}_l(r) = e^{-[\frac{l+r}{L} + a_0(r)]} \mathcal{H}(l+r)$$

d'où :

$$N_l = N_0 \int_0^{r_0} \mathcal{P}_l(r) dr$$

$\mathcal{P}_l(r)$ est la probabilité d'enregistrement des mésons en fin de parcours en fonction de la profondeur dans le détecteur. On étudie la variation de N_l à l'aide quelques points pour obtenir le l optimum.

Le calcul précédent a été fait dans l'hypothèse simplificatrice d'un rayonnement vertical. En réalité, à haute altitude, la radiation primaire arrive de manière sensiblement isotrope sur le radiateur, ce qui allonge en moyenne le parcours. On pourra donc prendre pratiquement une épaisseur un peu inférieure à l_0 optimum.

N_l sera d'autant plus grand que les exponentielles auront une valeur plus élevée, c'est-à-dire que L et ρ seront plus grands. Si L est le libre parcours moyen géométrique avec

$$\sigma_{geom.} = \pi r_0^2 A^{2/3}, L = \frac{A^{1/3}}{\mathcal{N} \pi r_0^2} \quad (\mathcal{N} = \text{nombre d'AVOGADRO})$$

On aura donc intérêt à prendre un absorbant lourd (A et ρ élevés).

L'épaisseur optimum l_0 est relativement peu sensible à ρ ou à la forme du spectre $G(\nu)$, mais très sensible à la vie moyenne τ_0 .

Détermination approchée de l_0 .

Calculons $\frac{dN}{dl}$ en dérivant sous le signe $\int$. Il vient :

$$\frac{dN}{dl} = N_0 \int_0^{r_0} dr e^{-[\frac{l+r}{L} + a_0(r)]} \left\{ H(l+r) - \frac{1}{L} \mathcal{H}(l+r) \right\}$$

r_0 est généralement petit devant l_0 et on peut négliger la variation de r devant l . Dans ce cas :

$$\frac{dN}{dl} \approx N_0 \left\{ H(l) - \frac{1}{L} \mathcal{H}(l) \right\} e^{-\frac{l}{L}} \int_0^{r_0} e^{-[\frac{r}{L} + a_0(r)]} dr$$

La condition $\frac{dN}{dl} = 0$ entraîne l'équation :

$$H(l) = \frac{1}{L} \mathcal{H}(l)$$

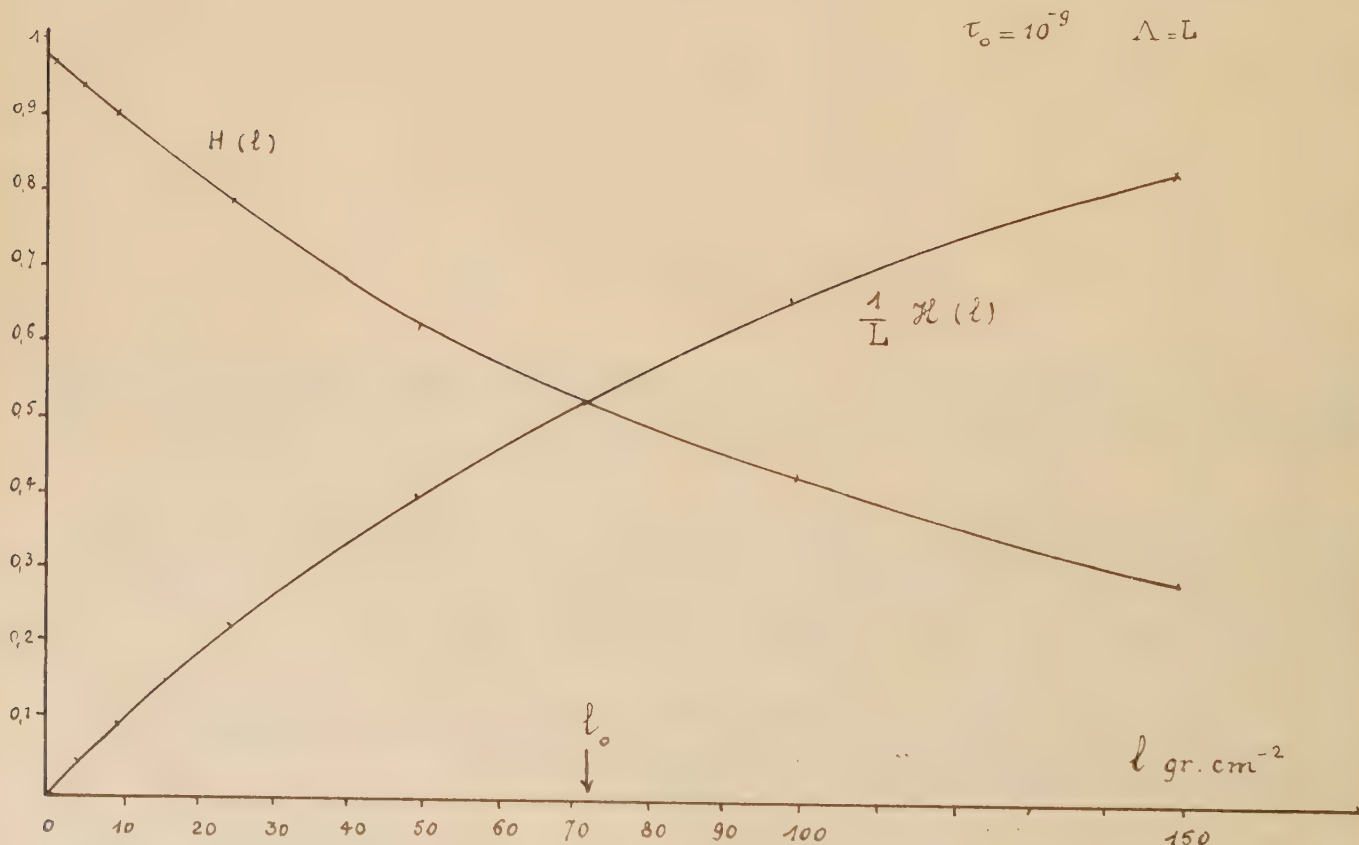


Fig. 16

Exemple de détermination de l'épaisseur optimum l_0 par l'intersection des 2 courbes :

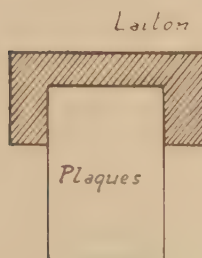
$H(l)$ et $\frac{1}{L} \mathcal{H}(l)$.

qu'on peut résoudre graphiquement: on aura ℓ_0 en prenant l'intersection des deux courbes $H(\ell)$ et $\frac{1}{L} \mathcal{H}(\ell)$ (Fig. 16).

§ 3.- APPLICATION aux MESONS LOURDS.

On considère le cas de mésons de masse $\sim 1000 m_e$. Le calcul a été fait pour différentes vies moyennes: 10^{-10} , $3 \cdot 10^{-10}$, 10^{-9} avec ou sans interaction nucléaire ($\Lambda = L$ ou $\Lambda = \infty$).

Le radiateur est constitué par une plaque de laiton de densité: $\rho = 8,4$. Le détecteur est un paquet de plaques photographiques de dimensions 6×10 cms. La densité moyenne verre-émulsion sur un parcours traversant plusieurs plaques est $\rho_0 \simeq 3$, d'où $\lambda_0 \simeq 30 \text{ gr.cm}^{-2}$.



Les mésons lourds (du type kappa par exemple) seront produits seulement par des primaires très énergiques. La section efficace de production est sans doute très inférieure à la section géométrique du noyau, mais on peut admettre que, si un primaire énergétique n'a pas créé de mésons de ce type au cours du premier choc, son énergie après le choc ne sera plus suffisante pour lui permettre d'en créer par la suite. Dans ces conditions, la variation du taux de production avec l'épaisseur de matière traversée correspondra à un libre parcours moyen égal au l.p.m. géométrique.

Pour le cuivre:

$$L_{\text{geom}} = \frac{A^{1/3}}{36 \pi \lambda_0^2} \simeq 100 \text{ gr.cm}^{-2} \quad (\text{avec } \lambda_0 = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm})$$

Il faut faire une hypothèse sur le spectre différentiel en parcours $G(R)$, sur lequel on ne possède aucune indication expérimentale ou théorique. Heureusement, la fonction $G(v)$ se trouve multipliée par des exponentielles qui varient très rapidement, et sa forme précise est de peu d'importance. On a choisi simplement pour $G(R)$ le spectre obtenu par SANDS pour les mésons μ , en transformant les parcours dans le rapport des masses. L'adoption d'un spectre plat modifierait très peu les résultats.

On a effectué le calcul complet de $\mathcal{P}_2(\lambda)$ et de $N(\ell)$ dans le cas $\tau_0 = 10^{-10}$, $\Lambda = L$ (Fig. 17). L'épaisseur optimum est de 30 gr.cm^{-2} , et le rendement de la détection des mésons lourds est accru dans ce cas d'un facteur: 2,7. Le maximum est assez plat, et ce rendement varie peu entre 10 et 50 gr.cm^{-2} . Les courbes $\mathcal{P}_2(\lambda)$ indiquent que seule la partie supérieure des plaques est efficace pour la détection. La courbe pour $\ell = 0$ correspond au cas où les plaques constituent elles-mêmes le radiateur de mésons lourds.

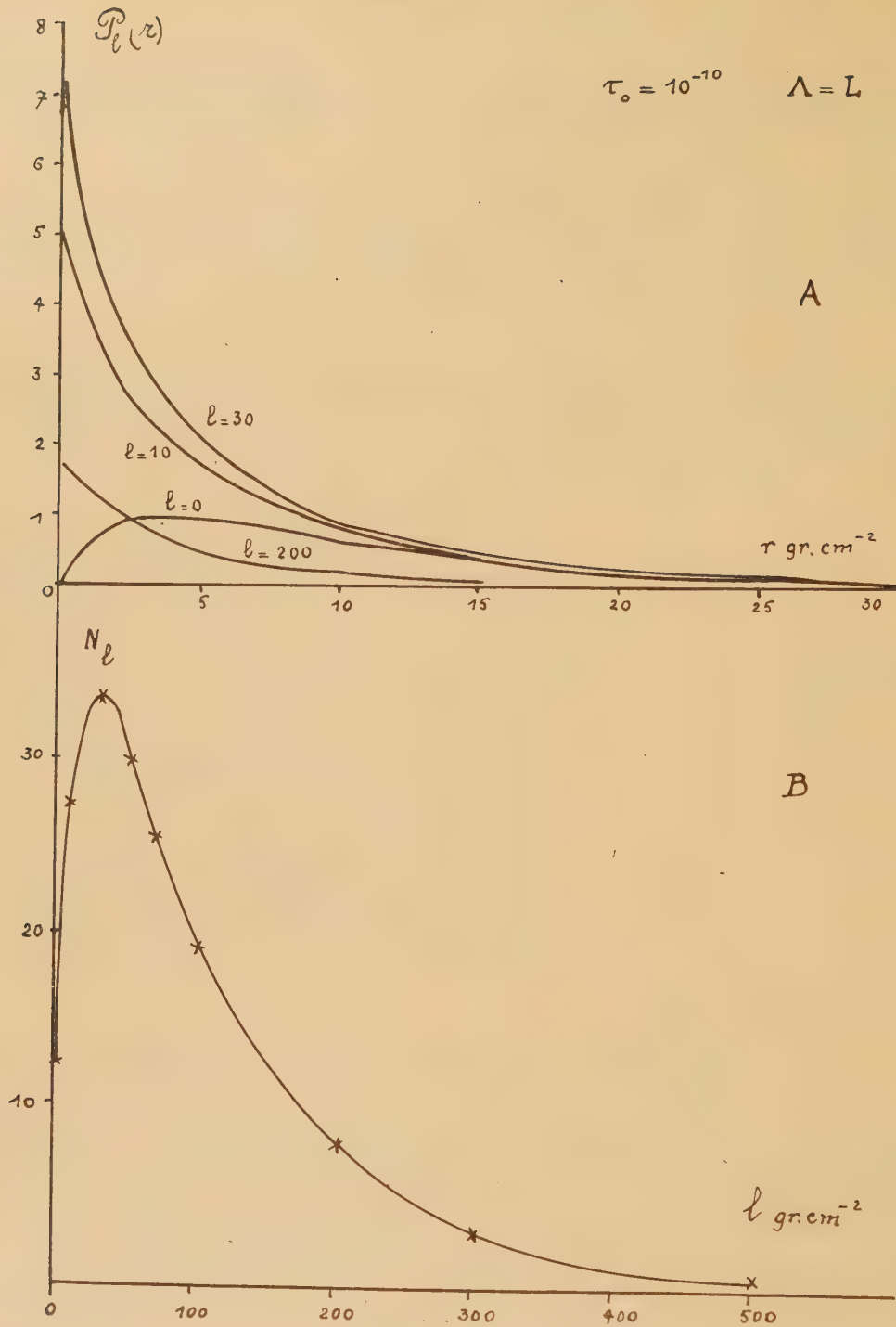


Figure 17

A.- Probabilité d'enregistrement en fonction de la profondeur dans le détecteur pour des radiateurs de différentes épaisseurs (unités arbitraires)

B.- Variation du nombre total de mésons lourds enregistrés en fonction de l'épaisseur du radiateur (unités arbitraires).

Ces deux courbes sont relatives à des mésons de masse $\sim 1000 m_e$, avec interaction nucléaire ($\Lambda = L$) et de vie moyenne au repos $\tau_0 = 10^{-10}$.

La méthode rapide consistant à prendre l'intersection des courbes $H(l)$ et $\frac{1}{L} \mathcal{H}(l)$ fournit une valeur très semblable. Nous avons donc utilisé cette méthode pour les cas $\tau_0 = 3 \cdot 10^{-10}$ et 10^{-9} avec $\Lambda = L$ et $\Lambda = \infty$ (Fig. 16).

Les résultats sont résumés dans le Tableau ci-après, et montrent une grande sensibilité de l_0 à l'égard de la vie moyenne, surtout pour $\Lambda = \infty$.

Valeurs de l'épaisseur optimum du radiateur de mésons lourds.

τ_0	10^{-10}	$3 \cdot 10^{-10}$	10^{-9}
$\Lambda = L$	$\sim 30 \text{ gr.cm}^{-2}$	$\sim 50 \text{ gr.cm}^{-2}$	$\sim 70 \text{ gr.cm}^{-2}$
$\Lambda = \infty$	$\sim 35 \text{ gr.cm}^{-2}$	$\sim 70 \text{ gr.cm}^{-2}$	$\sim 100 \text{ gr.cm}^{-2}$

Conséquence importante.

Supposons que nous disposions de deux séries de plaques exposées à haute altitude au moyen de ballons-sondes, sous une épaisseur optimum d'absorbant dense, mais dont les durées de vol soient très différentes. Sur ces plaques, on observe les mésons ρ , les mésons π - μ (π^+) et les étoiles σ produites par π^- . La correction des π^- absorbés sans émission de particule visible permet d'obtenir le nombre de mésons μ . Sur ce nombre on effectue la correction d'attente au sol : on en déduit le nombre de μ enregistrés au cours du vol.

Nous avons dit précédemment que ce nombre est très faible. Ceci reste vrai quand les plaques sont exposées sous un radiateur. Par exemple considérons un vol à une altitude de 25 Kms ($x_0 = 25 \text{ gr.cm}^{-2}$) et prenons $l_0 = 60 \text{ gr.cm}^{-2}$. Supposons, pour simplifier, que la moitié supérieure des plaques (15 gr.cm^{-2}) agit aussi comme radiateur. L'épaisseur totale est donc de 75 gr.cm^{-2} .

1°) Les mésons π créés dans le radiateur parviennent au détecteur sans se désintégrer. Le calcul effectué au III § 1, donne $t_0 \simeq 4 \cdot 10^{-10} \text{ sec}$.

2°) La proportion de mésons μ enregistrés augmente très peu quand on ajoute le radiateur, d'un facteur 1,5 dans le cas présent. On a également:

$$\frac{N_\mu}{N_\pi} < \frac{S(x_0, t_0)}{t_0 e^{-\frac{x_0}{L}}} \simeq 0,07 \text{ avec } x_0 = 25, t_0 = 75.$$

Par conséquent, si l'on observe une augmentation du nombre de mésons μ , corrigé de l'attente au sol, avec la durée du vol, on devra être alerté, et penser qu'il peut y avoir, parmi les mésons identifiés

comme μ , d'autres mésons analogues du point de vue phénoménologique.

Nous savons par ailleurs que les mésons kappa en fin de parcours se présentent comme les μ donnant leur électron, si l'on ne fait pas ou si l'on ne peut pas faire de mesures (par exemple, un méson kappa dont le parcours est de l'ordre de 200 microns au moins, avec un secondaire aussi court).

Ceci peut permettre, peut-être, de déterminer la proportion de mésons lourds enregistrés, sans qu'il soit possible de les identifier individuellement par des mesure de masse sur le méson en fin de parcours , ou par des mesures de l'énergie du secondaire.

Une telle détermination n'a pu être faite jusqu'à présent avec les plaques dont nous disposons.

TROISIEME PARTIE

INTERACTIONS NUCLEAIRES de GRANDE ENERGIE

PRODUCTION de MESONS

I - INTRODUCTION

L'examen des plaques photographiques exposées en altitude à l'action du rayonnement cosmique révèle la présence au sein de l'émulsion de désintégrations nucléaires, dites "étoiles" cosmiques, d'une énergie considérable. Une première observation même superficielle, permet de distinguer deux groupes dans les traces des particules issues de la désintégration qui constituent les "branches" de l'étoile :

- un groupe de traces fines produites par des particules de charge unité et de grande énergie et présentant un effet directionnel marqué ;
- un groupe de traces épaisses, de charge égale ou supérieure à l'unité, d'énergie plus faible, et distribuées de façon sensiblement isotrope (Fig. 18).

Une étude, même très rapide, permet de mettre un autre fait en évidence : dans certaines grosses étoiles, la somme des charges portées par les particules secondaires est supérieure à la charge du plus lourd des noyaux de l'émulsion, ce qui implique la création de particules positives et négatives. Le processus de formation de l'étoile paraît donc s'accomplir en deux actes: le nucléon primaire incident entre en collision avec les nucléons individuels du noyau qui, à cette énergie, peuvent être considérés comme libres. Ces collisions fortement inélastiques, conduisent à la création de mésons π , et une cascade de mésons et de nucléons de recul se développe dans la matière nucléaire. Le noyau résiduel se trouve alors dans un état très excité : il évapore un nombre plus ou moins grand de particules et peut même se désintégrer complètement.

Ceci n'est évidemment qu'un schéma simplifié du phénomène. La frontière est souvent assez floue entre les deux groupes de traces. L'un des groupes peut manquer complètement. En particulier, certaines étoiles se présentent uniquement comme un pinceau plus ou moins serré de traces fines. Mais ce premier schéma, pour incomplet qu'il soit, n'en représente pas moins les traits marquants de l'ensemble des étoiles.

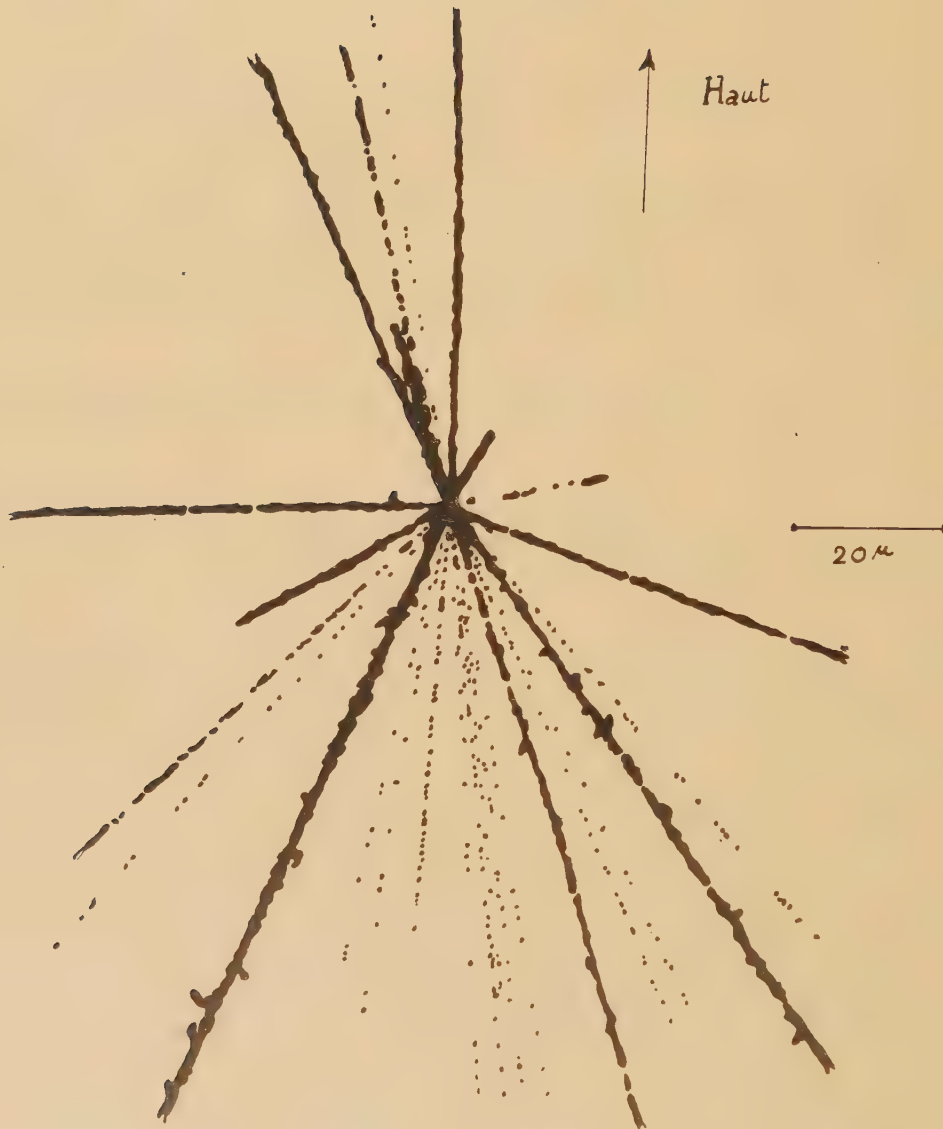


Figure 18

Le rayonnement cosmique se présente donc comme un moyen d'étudier les interactions nucléaires de très grande énergie, à des énergies qui sortent encore du domaine des accélérateurs, d'en particulier, d'étudier le processus de création de mésons dans les collisions individuelles nucléon-nucléon. L'expérimentateur observe en effet le résultat global de la traversée du noyau par le nucléon incident. Le problème qui se pose alors est de remonter de là au processus individuel. On peut envisager deux manières différentes de traiter ce problème : ou bien choisir des cas particuliers qui se prêtent bien à une étude détaillée, ou bien effectuer une statistique sur toutes les étoiles observées, et donc dans un très large domaine d'énergie. C'est cette dernière voie qui sera suivie dans la présente étude (1).

II - DEFINITIONS et PREMIERS RESULTATS.

§ 1.- MESURES.

La série utilisée (série 65, Ilford G-5 200 μ) présente des conditions favorables pour la recherche systématique des traces au minimum d'ionisation. Ce point a été déjà souligné dans la première partie. Malheureusement, le vol ne présente pas de plafonnement net : les plaques sont restées environ 30 minutes à une altitude de 28.000 mètres correspondant à une atmosphère résiduelle de 26 gr.cm⁻². La courbe de vol et les détails du dispositif expérimental ont été donnés dans la première partie.

Seules ont été étudiées les étoiles dont les centres étaient à plus de 30 microns du verre ou de la surface de l'émulsion, et à plus de deux millimètres des bords de la plaque. 5,8 cm³ d'émulsion ont ainsi été examinés, fournissant 600 étoiles d'au moins trois branches. La correction d'attente au sol (14 jours) a été estimée à 52 étoiles d'au moins trois branches. Le nombre de $\pi^\pm$ enregistrés pendant le vol, déduit des considérations de la seconde partie, est de 33.

Trois observateurs différents ont participé à la mesure de la densité de grains des branches des étoiles. La densité de grains correspondant au minimum d'ionisation a été déterminée pour chaque observateur, comme il a été indiqué dans la première partie.

§ 2.- CLASSIFICATION des BRANCHES d'ETOILES.

On appellera branches énergiques celles dont l'ionisation est inférieure à 1,4 fois l'ionisation minima, et branches molles celles pour lesquelles $N > 1,4 N_0$. La coupure $C=1,4 N_0$ correspond à une énergie de 130 Mev pour un proton et de 60 mev pour un méson π .

Les branches molles peuvent encore être divisées en 2 catégories :

les branches grises telles que $1,4 < N/N_0 < 4$, dues seulement à des particules de charge unité (mésons π , protons, quelques deutons et tritons). La limite $N=4 N_0$ correspond à une énergie d'environ

(1).-Des résultats préliminaires de ce travail ont déjà fait l'objet d'une publication [36].

80 Mev pour un proton, et d'une dizaine de Mev pour un π (soit pour ce dernier un parcours d'environ 8.000 microns) ;

- les branches noires telles que $\frac{N}{N_0} > 4$ (protons lents, α , et fragments plus lourds).

La distinction entre branches grises et noires n'est faite ici que de façon très approximative, d'après l'aspect de la branche et non d'après un comptage de grains. Mais elle est suffisante pour fournir les proportions de ces deux groupes de branches.

La nature des secondaires dont la trace avait une longueur suffisante a été déterminée par des mesures d'ionisation et de diffusion multiple. On a pu ainsi identifier 13 π et 3 protons dans les branches énergiques, et un π , 10 protons, et 2 deutons dans les branches grises. Ces nombres sont en accord avec les proportions plus précises données par le groupe de Bristol [11]. On voit ainsi que la majorité des branches énergiques est constituée de mésons π , et la majorité des branches grises de protons de collision. Les branches noires sont dues en grande partie à l'évaporation du noyau résiduel.

§ 3.- DEFINITION du PRIMAIRE.

Elle est relativement simple dans le cas où l'étoile est accompagnée d'une gerbe de particules énergiques. S'il y a une branche énergétique et une seule située dans le prolongement du cône de la gerbe, elle sera identifiée comme la trace de la particule primaire. S'il y en a deux, on choisira celle qui est la plus proche du prolongement de l'axe de la gerbe. Si l'étoile ne comporte que quelques branches énergiques réparties plus ou moins isotropiquement, et si l'une de ces branches est située dans l'hémisphère supérieur, cette dernière sera identifiée comme la trace du primaire. S'il y en a plusieurs, on choisira la plus proche de la direction correspondant à la verticale ascendante lors de l'exposition de la plaque. La définition du primaire, précise pour les gerbes d'au moins quatre particules énergiques, n'a plus qu'une valeur statistique pour les gerbes de faible multiplicité.

Cette classification est encore sujette à un certain nombre d'erreurs. D'abord nous n'avons pas éliminé systématiquement les étoiles produites par α primaires. Ces étoiles sont peu nombreuses et les résultats qui suivront ne sont pas modifiés par leur présence. D'autre part, certaines étoiles classées "sans primaire" sont en réalité créées par une particule d'ionisation supérieure à 1,4 I₀, comme il apparaît dans quelques étoiles produites par le secondaire d'une étoile plus énergétique. Mais ceci n'intervient pas si l'on ne considère que les étoiles ayant au moins une branche énergétique émise vers l'avant. Enfin, certaines étoiles à primaire ionisant comportent des branches énergiques remontantes : ceci laisse à penser que quelques étoiles produites par primaire neutre et présentant une particule remontante ont pu être classées parmi les étoiles à primaire ionisant. Il faudrait encore tenir compte de l'effet de l'albedo : une étoile produite par un primaire ionisant venant d'en bas,

sans particule énergétique vers l'avant, sera prise pour une étoile produite par primaire neutre. Mais il est difficile d'évaluer ces erreurs et, dans ce qui suit, nous les négligerons.

§ 4.- CLASSIFICATION des ÉTOILES.

Soient :

i le nombre de branches énergiques (primaire exclus)
 j le nombre de particules molles
 $n = i + j$ le nombre total de branches.

Une étoile produite par un primaire neutre et comportant i branches énergiques et j branches molles sera notée O_j^i . Si elle est produite par un primaire chargé, elle sera notée P_j^i .

On désignera par q le nombre de branches grises et par h le nombre de branches noires :

D'autre part, on utilisera les notations suivantes :

N_j^i = nombre d'étoiles ayant $\begin{pmatrix} i \text{ branches énergiques} \\ j \text{ branches molles} \end{pmatrix}$
 pour les catégories O et P .

$N_i^i = \sum_j N_j^i$ = nombre d'étoiles de multiplicité i .
 $N_j^j = \sum_i N_j^i$ = nombre d'étoiles ayant j branches molles
 $N_n = \sum_{i+j=n} N_j^i$ = nombre d'étoiles ayant n branches au total.

La table III donne la distribution des étoiles O_j^i et P_j^i . Les tables IV, V, VI, donnent la distribution des étoiles $O+P$ suivant les 3 variables i, q, h prises deux à deux.

On voit déjà que la proportion d'étoiles produites par primaire neutre décroît très rapidement quand i augmente.

TABLE IX

$i \backslash j$	0		1		2		3		4		5		6		7		8		9		10		11		0		P		O + P	
	O	P	O	P	O	P	O	P	O	P	O	P	O	P	O	P	O	P	O	P	O	P	O	P	N_j $i \geq 0$	N_j $i > 0$	N_j $i \geq 0$	N_j $i > 0$	N_j $i \geq 0$	N_j $i > 0$
1				1																					0	1	1	1	1	1
2		1	2	3	1	1							1		1		1								3	8	10	11		
3	108	3	3	1				1		1		1												111	3	5	7	116		
4	98	11	2	10		5		2		1													100	2	29	20	129			
5	72	8	8	4		2		2															80	8	16	14	96			
6	40	6	4	6		2		1									1						46	6	16	16	62			
7	20	7	2	3			3	1	1	1		1											24	4	15	13	39			
8	13	4				1	1	2															16	3	8	7	24			
9	5	6	3	3		3	1						1										11	6	12	12	23			
10	7	3	2	0		1	3	1	1														12	5	7	9	19			
11	9	1	2	1			1		1										1				11	2	7	8	18			
12	1	3		1		3	1	1															2	1	8	6	10			
13	3	2	1	3			2		1										1				5	2	9	9	14			
14	2	1																					2	0	2	1	4			
15	2	1																					2	0	1	0	3			
16		2	3			1																	4	4	2	4	6			
17			1	3			2									2							1	1	8	9	9			

T A B L E I V

Distribution des étoiles suivant le nombre i de branches énergiques et le nombre h de branches noires

$i \backslash h$	0 (P°)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	TOTAL
0														
1	1	3	1			1	1	1	1					9
2	3	7	1	2	1									14
3	8	12	5	5	1									31
4	13	13	4	1	1	1			1					34
5	4	10	6	1	1							1		23
6	10	7	5	3			1			1				27
7	5	5	2	1										13
8	1	5	5	3	1	1				1				17
9	2	1		2	1									6
10	4	2		1				1						8
11	4	4	1											9
12	2	4	1											7
13		1	3					1						5
14		2		1										3
15			1											1
16			2											2
17	1		1					1						3
18	1		1				1							3
19						1		1						2
20														0
21					1									1
TOTAL	59	76	39	20	7	4	3	5	2	2	0	1	0	218

TABLE V

Distribution des étoiles suivant le nombre i de branches
énergiques et le nombre q de branches grises.

$i \backslash q$	0 (P°)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	TOTAL
0	8	21	6	2										37
1	25	21	8	1	2		1	1	1					60
2	12	13	7	7	2	1			1					43
3	9	11	5	8		1	2			1				37
4	7	4	6	2	1			1						17
5	2	3	3		1	1		1						11
6			3		1							1		5
7		1				1		1		1				4
8														0
9		1												1
10		1	1					1						3
TOTAL	59	76	39	20	7	4	3	5	2	2	0	1	0	218

TABLE VI

Distribution des étoiles suivant le nombre g de branches grises et le nombre h de branches noires .

$h \backslash g$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	TOTAL
0												
1	1	4	2	1	1							9
2	5	4	3	2								14
3	4	16	4	6	1							31
4	11	11	4	4			1					34
5	6	8	3	1	2	2	1					23
6	1	8	6	7	2		2	1				27
7	3	2	5	1			1					13
8	1	4	4	6	1	2						18
9	1	1	2	2								6
10	1		1	3	1			2		1		9
11		2	2		1	2					1	8
12	1	1	1		2	2						7
13	1			1	2	1						5
14			1	2								3
15						1						1
16			1		1							2
17					1						2	3
18			1	1	1							3
19						1						1
20												0
21					1			1				2
TOTAL	36	61	43	37	17	11	5	4	0	1	3	218

§ 5.- ESSAI d'IDENTIFICATION du NOYAU HEURTÉ.

Si la plaque photographique présente de grands avantages pour l'étude des désintégrations nucléaires, elle présente cependant l'inconvénient de sa composition complexe. Ses éléments constitutants se séparent en deux groupes, les éléments légers C, N, O, et les éléments lourds Br et Ag. L'hydrogène ne peut donner d'étoiles proprement dites et nous n'en tiendrons pas compte ici. Nous verrons par la suite l'intérêt d'une distinction entre ces deux groupes. Or, si les étoiles de plus de 8 branches molles doivent nécessairement être attribuées aux noyaux lourds, que peut-on dire des petites étoiles ?

Le rapport théorique des désintégrations dues aux noyaux lourds et aux noyaux légers est égal au rapport des sections efficaces pour la production des étoiles par noyaux lourds et légers, multipliées par l'abondance relative de ces noyaux dans l'émulsion :

$$r = \frac{N_l}{N_l} = \frac{\sum_{\text{lourds}} \sigma_i n_i}{\sum_{\text{légers}} \sigma_i n_i}$$

où, n_i est par exemple, le nombre de noyaux de l'élément de masse atomique A_i , contenus dans un cm³ d'émulsion :

$$n_i = \frac{\rho_i r}{A_i}$$

r = nombre d'AVOGADRO, ρ_i = masse de l'élément i dans 1 cm³ d'émulsion. Si l'on suppose les noyaux opaques, le rapport des sections efficaces pour la production d'étoiles est égal au rapport des sections géométriques. D'où :

$$r = \frac{\sum_{\text{lourds}} n_i A_i^{2/3}}{\sum_{\text{légers}} n_i A_i^{2/3}}$$

Ce rapport est plus élevé s'il y a transparence nucléaire. Le calcul de r s'effectue à partir des données du tableau ci-dessous, et conduit à la valeur $r = 2,7$

Eléments	Ag	Br	C	N	O
A_i	$\bar{A} = 108$	$\bar{A} = 80$	12	14	16
ρ_i gr/cm ³ (1)	1,85	1,34	0,27	0,067	0,27
$n_i \times 10^{-20}$	104	105	135	29	102

Faisons maintenant l'hypothèse que tous les noyaux lourds donnent un nombre j de branches molles supérieur à une certaine valeur j_c , et les noyaux légers un nombre $j \leq j_c$. Si notre hypothèse est exacte, nous aurons :

(1).- Ces valeurs des ρ_i sont extraites de la Notice Ilford.

$$r = \frac{N_j > j_c}{N_j \leq j_c}$$

Nous allons considérer ce rapport comme une fonction de i , en le calculant pour les étoiles ayant au moins i secondaires énergiques, i étant en quelque sorte une mesure de l'énergie cédée au noyau par le primaire. Les résultats sont donnés dans la Fig. 19 pour différentes valeurs de j_c .

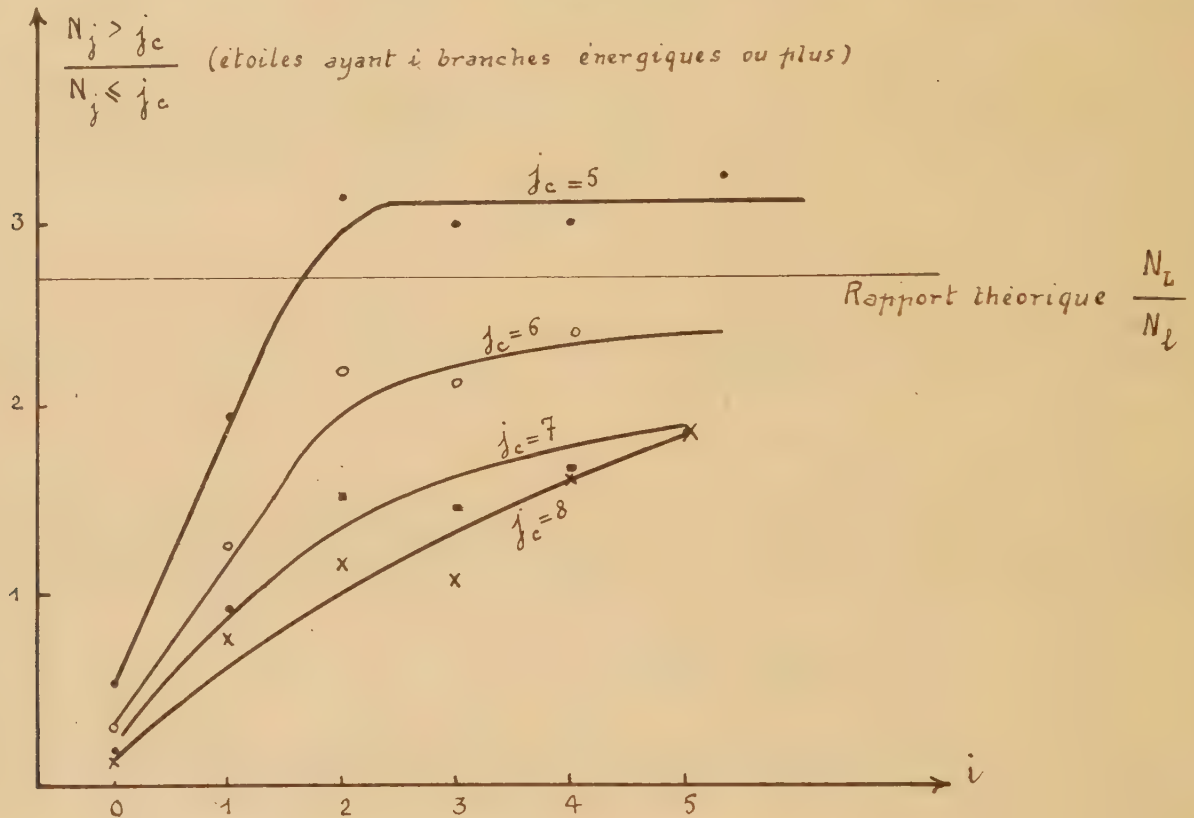


Fig. 19

Les noyaux lourds seront d'autant plus discernables des noyaux légers que le transfert d'énergie entre le nucléon ^{incident} et le noyau heurté sera plus grand. Les points expérimentaux tendent à se rapprocher du rapport théorique quand le transfert d'énergie devient plus important, et ceci d'autant plus rapidement que l'on prend un critère moins restrictif. On retrouve ainsi les résultats obtenus par HARDING et SALANT au moyen de plaques faites de couches alternées de gélatine et d'émulsion [37] [38].

- les étoiles de plus de 8 branches molles sont dues à des noyaux lourds (par simple considération de la charge du noyau)
- les étoiles de moins de cinq branches molles sont presque toujours dues à des noyaux légers, tout au moins à partir de $i=2$;

la distinction ne peut se faire pour les étoiles ayant un nombre de branches molles compris entre 5 et 8, sauf pour des multiplicités très élevées.

La proportion de noyaux lourds qui se désintègrent en donnant plus de j_c branches molles croît avec l'énergie d'évaporation laissée au noyau. Il résulte de ce qui précède que l'énergie d'évaporation croît avec la multiplicité de secondaires énergiques.

III - GERBES de MESONS . SPECTRES de MULTIPLICITE.

§ 1.- EVIDENCE d'une CREATION de MESON.

Nous venons de voir que le critère $j_c = 8$ ne permet pas de distinguer, pour des multiplicités moyennes, entre un noyau lourd et un noyau léger. Si nous prenons maintenant comme critère $n_c = 8$ ($n = i + j$) nous constatons que le rapport du nombre d'étoiles ayant un nombre total de de branches supérieur à 8 à celui des étoiles telles que $n \leq 8$ devient très rapidement supérieur au rapport théorique 2,7 pour des multiplicités encore assez faibles (Fig. 20).

Ceci prouve qu'il y a création de particules chargées dans les interactions de grande énergie.

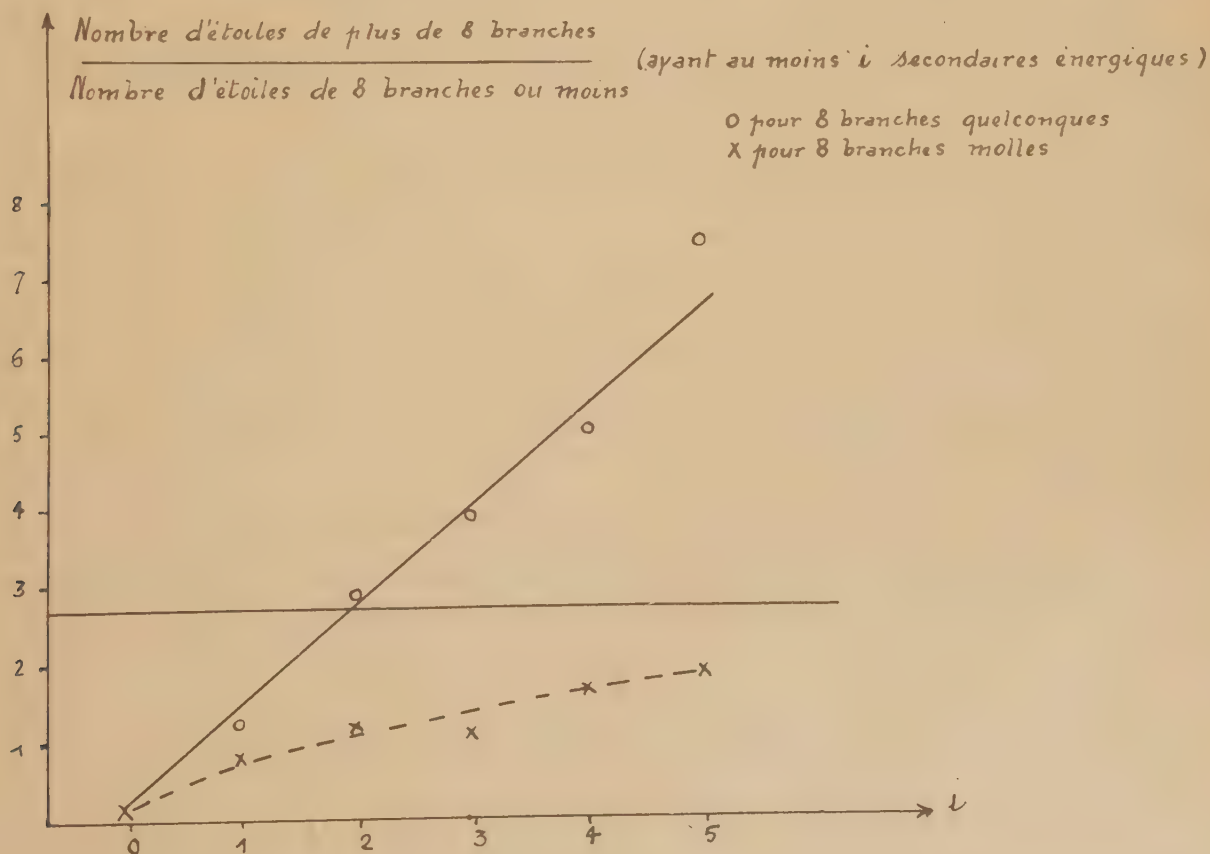


Fig. 20

§ 2.- INDICATION SOMMAIRE sur l'ENERGIE des MESONS CRÉÉS.

On observe, dans les 5,8 cm³ d'émulsion étudiée, 164 particules rapides supposées primaires, et 360 particules rapides émises dans les interactions nucléaires.

On peut faire un calcul approché pour comparer l'intensité des particules énergiques observées dans les plaques à l'intensité des mésons μ observés au sol. Pour simplifier, nous ferons les hypothèses suivantes :

1) les mésons rapides sont en équilibre avec les primaires, et donc subissent une décroissance exponentielle,

2) l'influence de la vie moyenne est négligeable sur la décroissance des mésons rapides,

3) nous prendrons, pour libre parcours moyen des primaires de grande énergie, le libre parcours moyen géométrique, soit 65 gr.cm⁻² d'air.

Soit n_0 le nombre de mésons produits par gramme et par stéradian dans la direction verticale au sommet de l'atmosphère. Ces mésons sont en équilibre avec les primaires, d'où :

$$dn = n_0 e^{-\lambda x} dx \quad \text{avec} \quad \frac{1}{\lambda} = 65 \text{ gr.cm}^{-2}$$

dn , exprimé en cm⁻² ster⁻¹, est le nombre de mésons "rayonnés" par 1 cm² de la couche productrice, et par stéradian, dans la direction verticale.

Le nombre total de mésons produits sur toute l'épaisseur d'atmosphère est :

$$N = \int_0^{\infty} n_0 e^{-\lambda x} dx = \frac{n_0}{\lambda} \text{ cm}^{-2} \text{ ster}^{-1}$$

(nous avons remplacé la limite supérieure par ∞).

Le nombre de mésons arrivant au sol à la verticale est, d'après ROSSI [34] :

$$\nu = 8,3 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ ster}^{-1} = 0,5 \text{ min}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ ster}^{-1}.$$

Supposons, de plus, que n_0 est le nombre de mésons produits par minute. Dans ce cas, si tous les mésons arrivent au sol :

$$N = \frac{n_0}{\lambda} = \nu \quad \text{d'où} \quad n_0 = \lambda \nu.$$

Le taux de production des mésons est donc :

$$\frac{dn}{dx} = \lambda \nu e^{-\lambda x} \text{ gr}^{-1} \text{ ster}^{-1} \text{ min}^{-1}$$

Le nombre de mésons produits par gr. d'émulsion et par stéradian dans la direction verticale est alors, pour tout le vol:

$$n = \int_0^T \frac{dn}{dx} dt = \lambda v \int_0^T e^{-\lambda x(t)} dt$$

T étant la durée totale et $x(t)$ l'équation horaire du vol. Pour estimer l'intégrale précédente, nous pouvons décomposer la courbe de vol en un certain nombre d'arcs que nous assimilons à leurs cordes (Fig. 1). Nous obtenons alors, une somme d'intégrales où $x(t)$ est de la forme $at + b$, et qui s'effectuent aisément. D'où :

$$n = \lambda v \times 43,3 = 0,33.$$

D'après la statistique, 93 particules sont émises par 5,8 cm³ d'émulsion, soit 28,4 gr., dans un cône d'axe vertical et de demi-angle au sommet 30°, d'où :

$$n' = \frac{93}{28,4 \times \Delta \omega} = 4,9 \text{ mésons gr}^{-1} \text{ster}^{-1} \text{ et } \frac{n}{n'} \simeq 7\%.$$

En réalité, n' comprend à la fois protons et mésons et le rapport $\frac{n}{n'}$ pris pour les mésons doit être un peu supérieur. Ceci montre donc,

très grossièrement, qu'environ 10% seulement des particules de gerbes sont des mésons très énergiques, qui donneront des μ capables de contribuer à la composante mésonique au niveau de la mer, les autres étant d'énergie relativement faible. Ce résultat est en accord avec celui obtenu, par des mesures de diffusion multiple, par le groupe de Bristol [11].

§ 3.- SPECTRES DE MULTIPLICITÉ.

De nombreuses données expérimentales ont été accumulées sur ce sujet depuis quelques années, à diverses altitudes et latitudes, et rendent maintenant possible une étude systématique du processus de création de mésons dans les interactions nucléon-noyau de grande énergie [12], [32], [38], [39], [40], [41], [42], [43], [44], [45].

Le spectre intégral de multiplicité des étoiles produites par primaire ionisant et par primaire neutre, c'est-à-dire le nombre des étoiles de ces deux types ayant au moins i branches énergiques, en fonction de i , déduit des données de la table III, est indiqué ci-dessous.

i	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Etoiles P ayant au moins i branches énergiques	164	105	63	34	19	15	13	10	5	3	1	1
Etoiles O ayant au moins i branches énergiques	383	54	20	10	5	2						
P - O		51	43	24	14	13	13	10	5	3	1	1

On en déduit les multiplicités moyennes suivantes (1) :

$$\text{Etoiles } O_j^{i>0} \quad i = 1,7 \pm 0,15$$

$$\text{Etoiles } P_j^{i>0} \quad i = 2,6 \pm 0,3$$

Pour les étoiles $O + P$ ayant au moins 3 branches énergiques, on trouve $\bar{i} = 4,4 \pm 0,5$ pour $j \leq 5$ (noyaux légers), et $\bar{i} = 4,9 \pm 0,45$ pour $j \geq 8$ (noyaux lourds). Ces deux moyennes ne sont pas significativement différentes, mais l'écart reste dans le même sens quand on se restreint à des étoiles de multiplicités élevées; il semble donc y avoir une influence de la taille du noyau sur la multiplicité.

Les primaires ionisants sont un mélange de primaires vrais et de particules produites lors de précédentes interactions nucléaires. Si l'on suppose que les protons et neutrons secondaires de même énergie sont produits en nombres égaux, et si l'on néglige la perte d'énergie par ionisation qui défavorise les protons, on obtiendra le spectre de multiplicité des primaires vrais par différence des deux spectres correspondants aux étoiles P et O.

(1).- Le nombre moyen de branches i obtenu sur un ensemble de N étoiles est:

$$\bar{i} = \frac{\sum i N_i}{N}$$

où N_i est le nombre d'étoiles ayant i branches énergiques. L'erreur d'échantillonnage sur $\bar{i}$ est alors :

$$\sigma = \frac{\sqrt{A}}{N} \quad \text{avec} \quad A = \sum i^2 N_i - \frac{1}{N} (\sum i N_i)^2$$

L'erreur sur $\bar{j}$, $\bar{q}$, $\bar{h}$ sera calculée de la même manière.

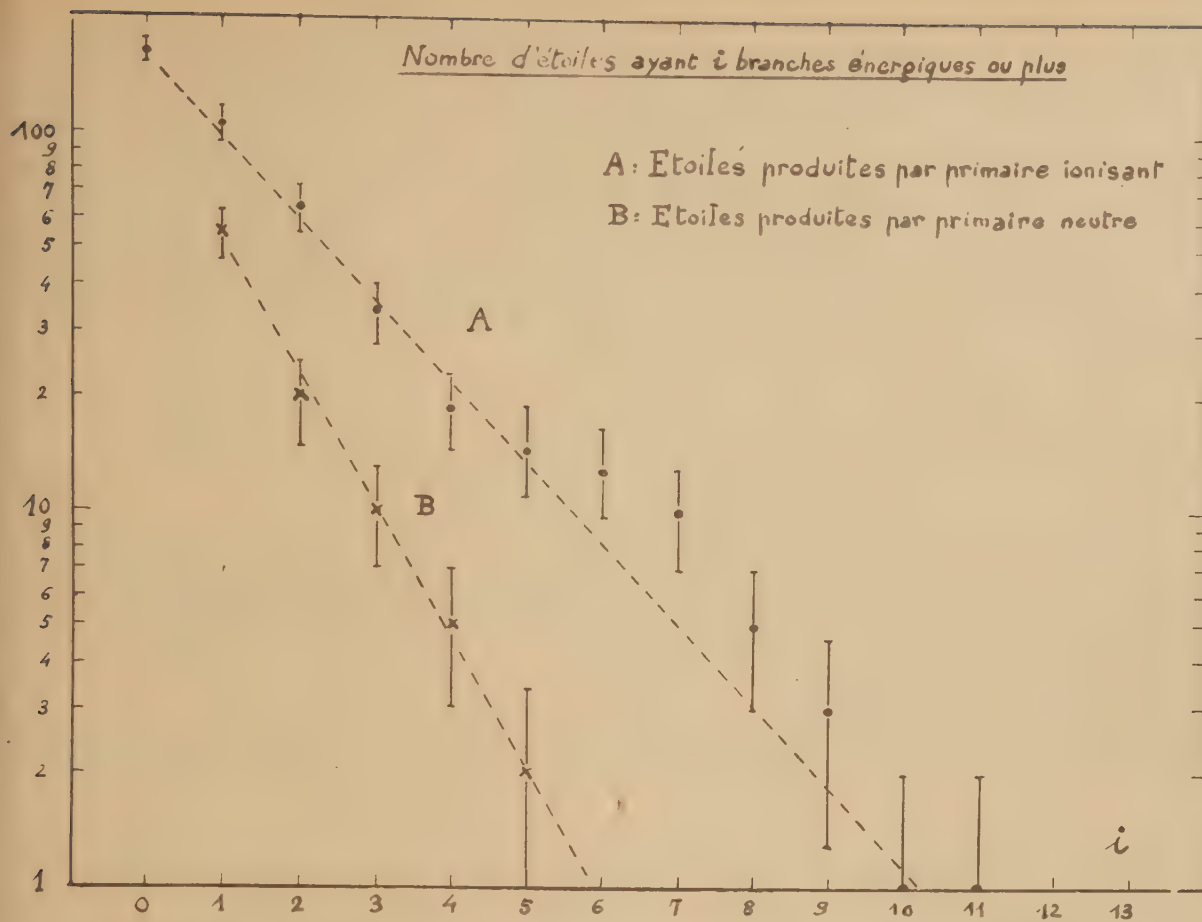


Fig. 21. Spectre intégral de multiplicité des étoiles Pet 0.

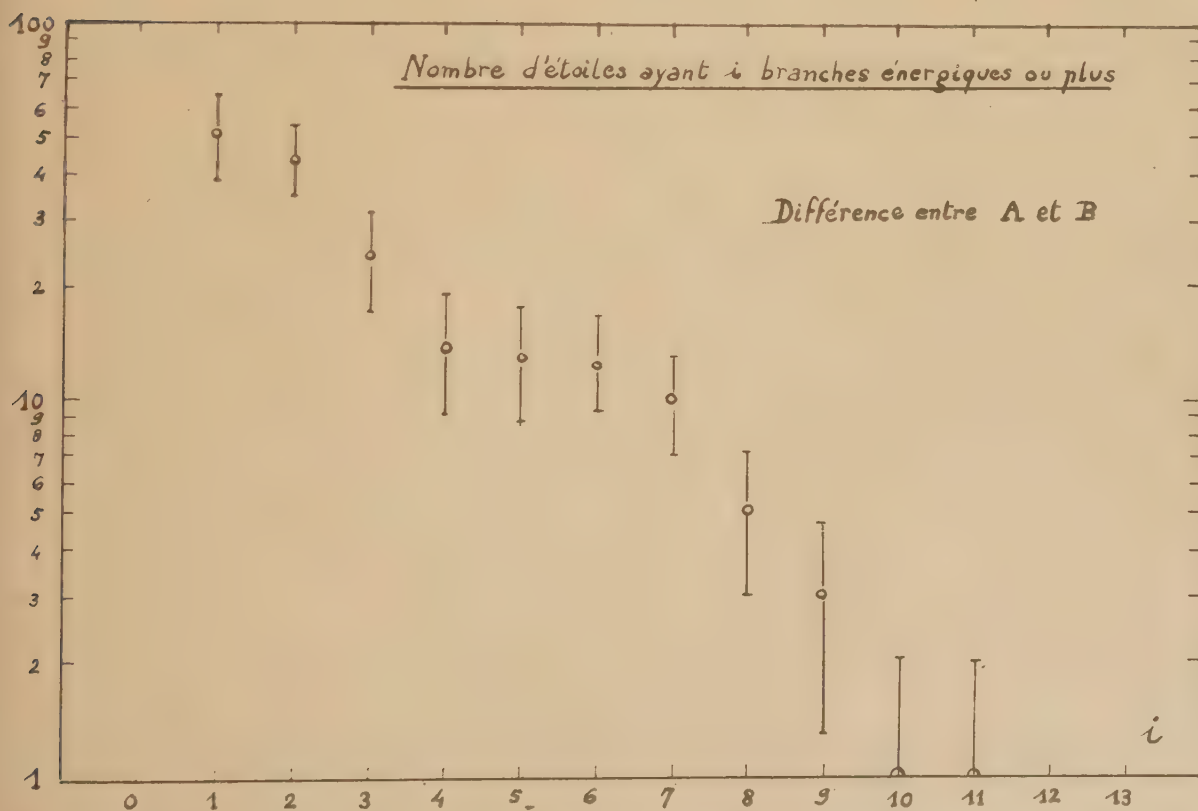


Fig. 22. Spectre intégral de multiplicité des étoiles produites par primaires vrais.

Les résultats expérimentaux ont été représentés en coordonnées semi-logarithmiques (logarithme du nombre d'étoiles en fonction de i). (Figures 21 et 22). Les points sont bien alignés dans le cas des étoiles à primaire neutre. Par contre, on observe sur le spectre des étoiles P, un "décrochage", pour $i=4$ ou 5, qui n'est peut-être pas dû à des fluctuations. Cependant, la statistique est trop pauvre pour permettre d'en tenir compte. On peut donc dire que les résultats expérimentaux se représentent approximativement par une exponentielle. Nous discuterons ce point en comparant les expériences aux prévisions des différentes théories de production de mésons.

Sur les graphiques, on a porté un écart-type $\sqrt{N}$ de part et d'autre de chaque point. Remarquons que, puisqu'il s'agit d'un spectre intégral, les points successifs ne sont pas indépendants.

Il est remarquable que les deux droites moyennes correspondant aux étoiles P et O ont des pentes très différentes : le spectre d'énergie des secondaires décroît beaucoup plus rapidement que celui des primaires vrais, c'est-à-dire qu'il y a "dégradation" du spectre primaire.

§ 4.- BRANCHES GRISES et NOIRES.

La figure 23 montre la variation en fonction de la multiplicité i

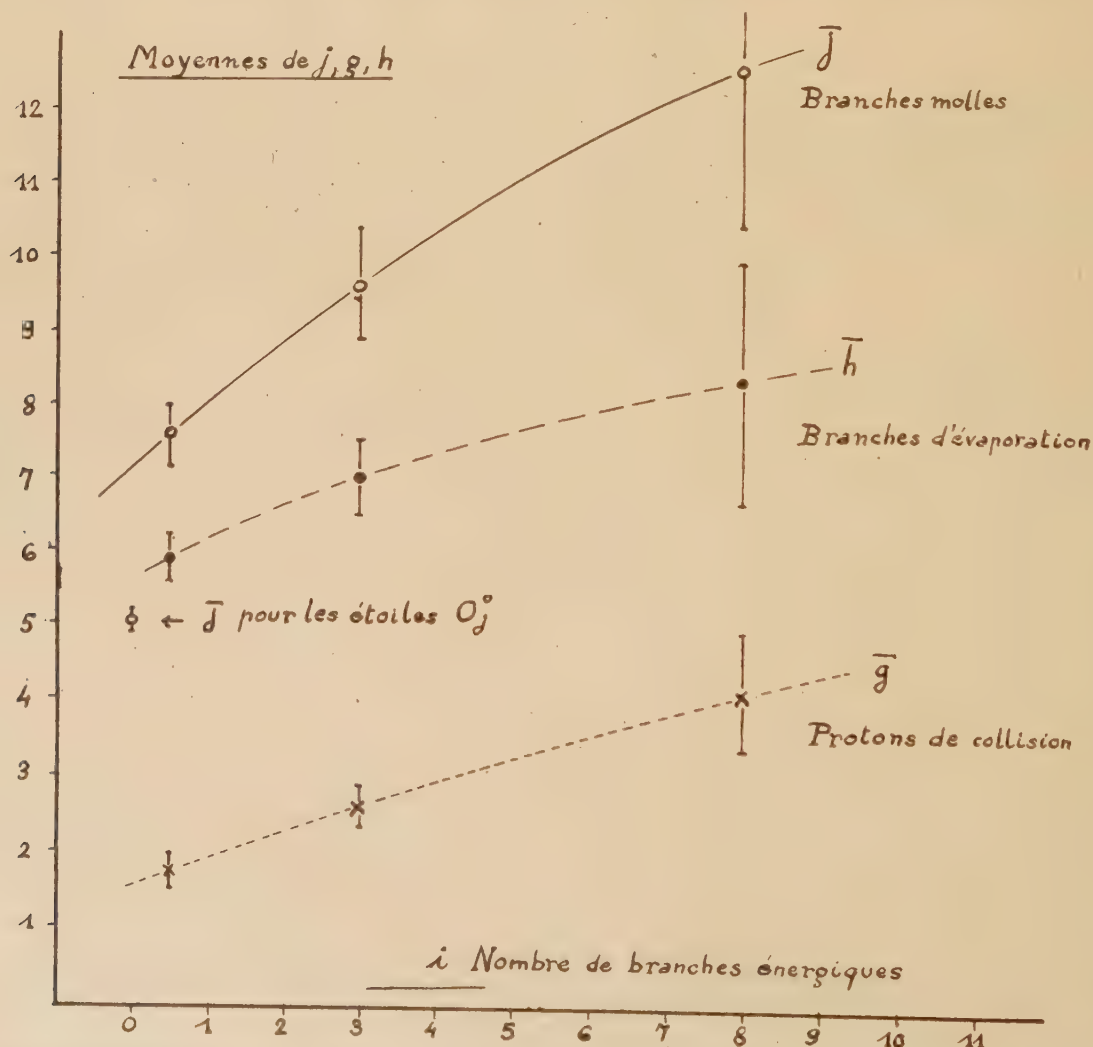


Fig. 23 Variation avec i des nombres moyens de branches molles, grises et noires.

du nombre moyen moyen de branches molles ($\bar{j}$), de celui des branches grises ($\bar{q}$) et de celui des branches noires ($\bar{h}$). Les tables IV, V, VI, donnent la distribution complète des 3 variables i, q, h prises deux à deux, et indiquent que les dispersions sont très grandes autour des courbes moyennes. Cependant, les courbes font apparaître une corrélation nette entre ces variables. On voit que le nombre moyen de branches grises (protons de collision) et de branches noires (évaporation) croît avec la multiplicité i . Nous reviendrons également sur ce fait dans la discussion.

IV - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES.

§ 1.- DISTRIBUTIONS ANGULAIRES des PRIMAIRES et SECONDAIRES d'ETOILES.

La figure 24 donne les intensités angulaires $\frac{\Delta N}{\Delta \omega}$ (nombre de particules par stéradian, les ΔN étant les nombres réellement observés pour les primaires et les secondaires relativistes par rapport à la verticale et par rapport à la direction du primaire,

Remarquons que, pour les primaires, il n'y a pas d'autre correction à apporter aux nombres de traces observées dans un certain angle que la correction d'angle solide. En effet, nous avons vu précédemment que la géométrie du détecteur n'intervient pas pour les particules qui produisent un phénomène ou qui s'arrêtent au sein de l'émulsion.

Si l'on admet une distribution isotrope des primaires au sommet de l'atmosphère, l'intensité angulaire à la profondeur l d'atmosphère est:

$$I(\theta) = I_0 e^{-\frac{l}{L \cos \theta}}$$

L étant le libre parcours moyen d'atténuation. Pour les angles assez faibles:

$$I(\theta) \approx I_0 e^{-\frac{l}{L} - \frac{\theta^2}{2}}$$

ce qui rend compte de la forme de la courbe $\frac{\Delta N}{\Delta \omega} = f(\psi)$ (Fig. 24, A) (avec $\psi = 2\pi - \theta$).

Posons $x = \frac{1}{\cos \theta}$:

$$\log I(\theta) = \log I_0 - \frac{l}{L} x$$

Théoriquement, il suffit de porter $\frac{\Delta N}{\Delta \omega}$ en fonction de x en coordonnées semi-logarithmiques : la pente de la droite donne $\frac{l}{L}$ d'où L .

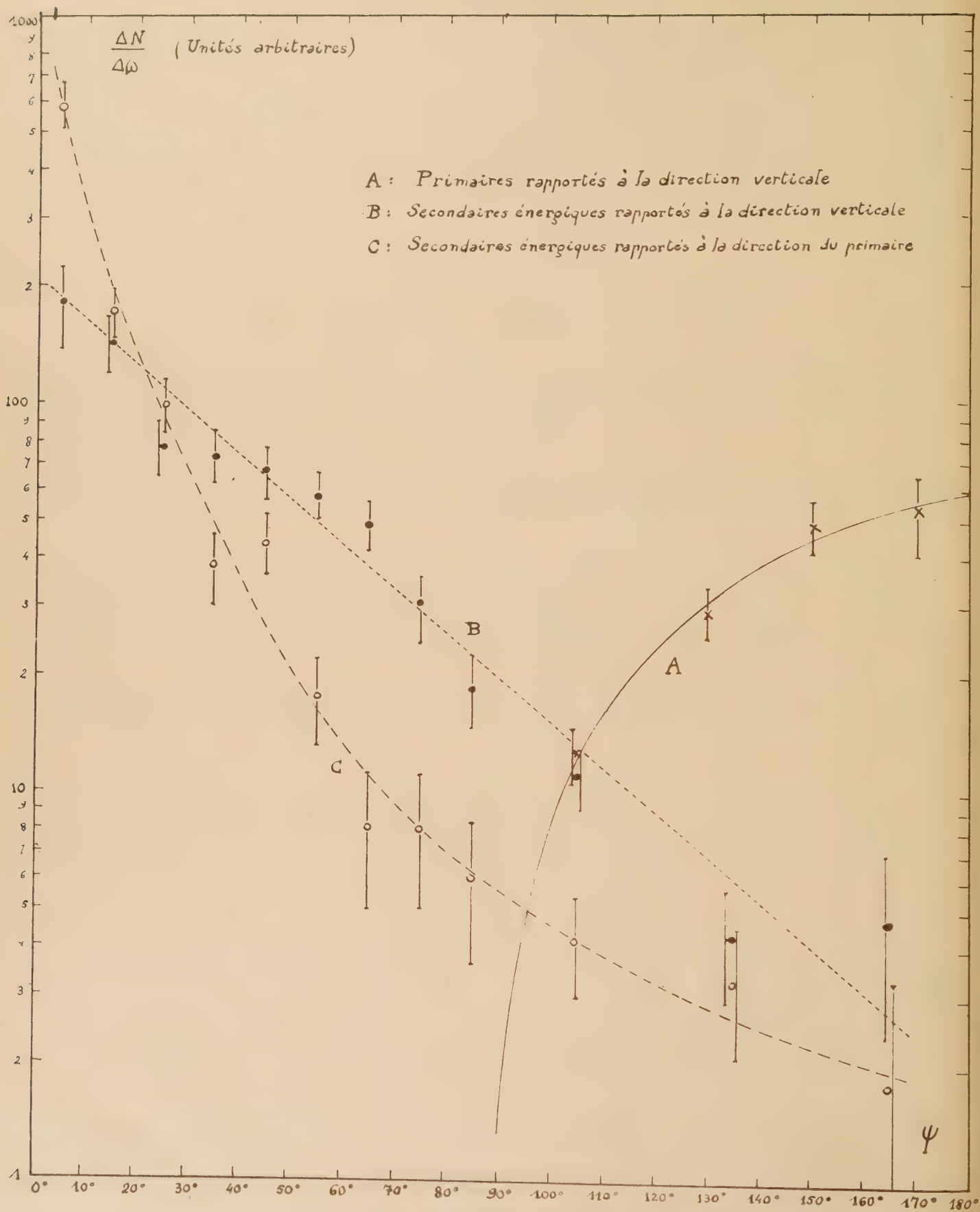


Fig.24 Distribution angulaire des primaires et secondaires d'étoiles.

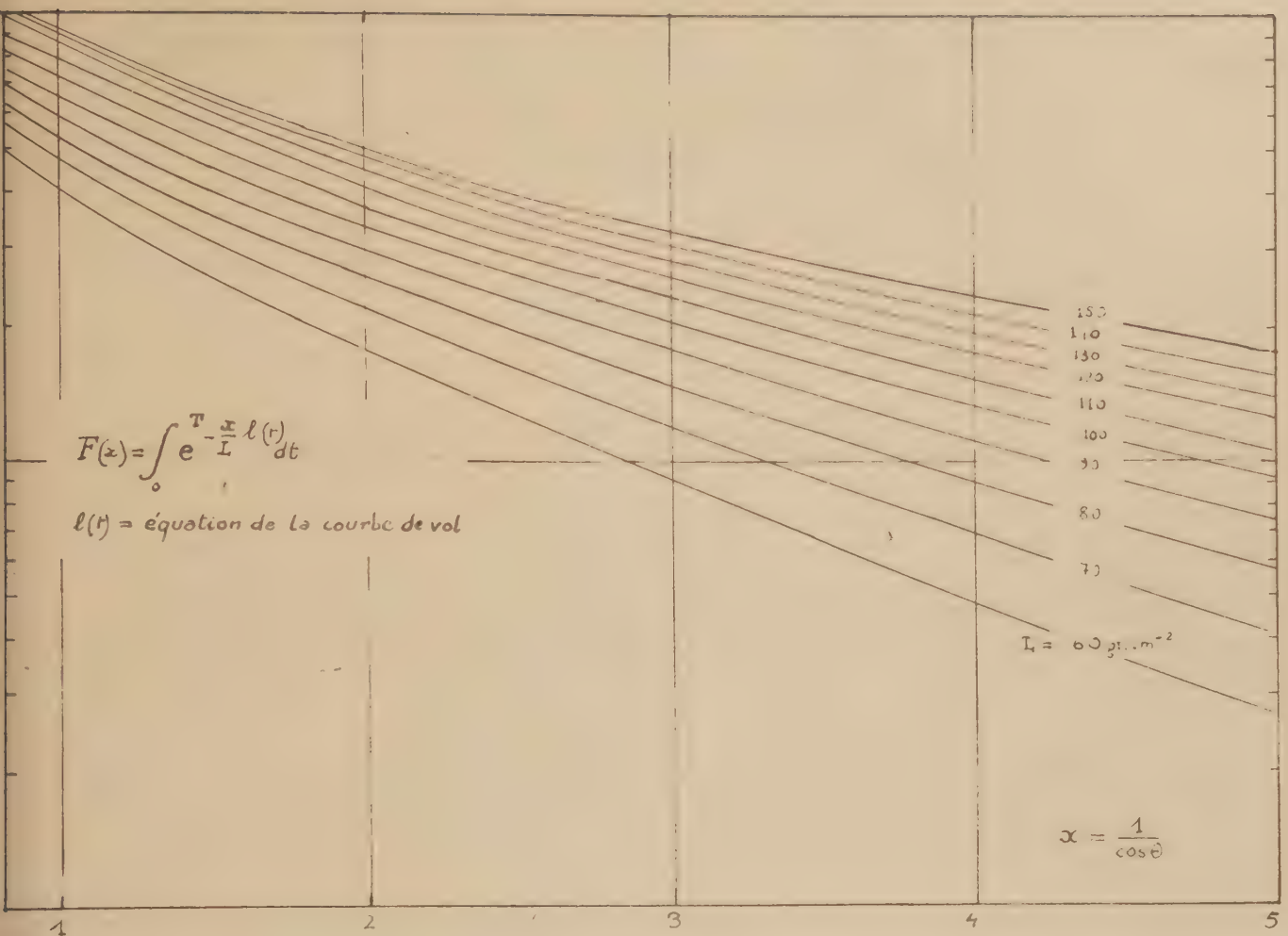


Figure 25

Distribution angulaire des primaires pour différentes valeurs du libre parcours moyen d'atténuation



Distribution angulaire des branches grises et noires

Mais, le vol ne présentant pas de plafonnement bien défini, il convient de tenir compte de la variation d'altitude au cours du temps.

Pour chaque altitude $l(t)$ on peut écrire :

$$\frac{dI(\theta)}{dt} dt = K e^{-\frac{l(t)x}{L}} dt \quad x = \frac{1}{\cos \theta}$$

et pour la durée totale du vol, T :

$$I(\theta) = K \int_0^T e^{-\frac{x}{L} l(t)} dt$$

Prenons comme nouvelle variable $u = \frac{x}{L}$ et posons $F(u) = \int_0^T e^{-u l(t)} dt$.

En utilisant la décomposition en segments de droites effectuée précédemment sur la courbe de vol, on peut évaluer numériquement la fonction $F(u)$. De là, on passe à un réseau de courbes $F(x, L)$ pour différentes valeurs de L (Fig. 25). On voit que les pentes de ces courbes sont trop voisines pour que les points expérimentaux, qui sont très dispersés, permettent de choisir entre l'une d'entre elles.

Nous avons vu précédemment qu'un certain nombre de primaires sont déjà des produits de désintégrations. Pour avoir la distribution angulaire des "primaires vrais", il faudrait se limiter aux étoiles de grande multiplicité.

Pour un plafonnement convenable, on aura le maximum de précision sur la détermination par cette méthode du libre parcours moyen d'atténuation L , si le plafonnement est effectué à une profondeur d'atmosphère l du même ordre de grandeur que L .

En coordonnées semi-logarithmiques, les points expérimentaux relatifs aux secondaires relativistes sont sensiblement alignés, c'est-à-dire que la variation de $I(\psi)$ est assez bien représentée par une exponentielle (Fig. 24 B). Mais cette distribution résulte de la distribution des primaires, et de celle des secondaires par rapport à la direction du primaire.

La courbe C représente $I(\psi)$ pour les secondaires énergiques rapportés à la direction du primaire. Elle semble être la somme de deux distributions exponentielles : une distribution assez serrée correspondant aux gerbes groupant un nombre élevé de particules dans un cône étroit et une queue décroissant beaucoup plus lentement.

La Fig. 26 donne les intensités angulaires des branches grises et noires, les angles étant toujours rapportés à la direction du primaire. Les branches grises présentant un effet directionnel vers l'avant très marqué. Il reste encore une anisotropie nette pour les branches noires puisque leur intensité est deux fois plus grande vers l'avant que vers l'arrière. Ceci montre qu'il existe dans les branches noires ($I > 4$) une notable proportion de particules de

collision, tout au moins pour les petites étoiles. On sait en effet que les protons d'énergie supérieure à 30 Mev ne peuvent s'interpréter par un processus d'évaporation et doivent appartenir à la cascade nucléonique qui se développe dans le noyau. [46][47].

§ 2.- DEFINITION de la GERBE. PARTICULES "ABERRANTES". OUVERTURE de la GERBE.

Nous ne nous arrêterons pas sur les étoiles du type P_j^1 ou P_j^2 .

L'identification de ces étoiles est assez incertaine, une étoile P_j^1 dont le secondaire fait un grand angle δ avec le primaire pouvant, dans certaines conditions, n'être qu'une étoile O_j^2 . Il existe aussi probablement, dans ces étoiles, un fond dû à l'albedo (rayonnement ascendant).

Notons simplement que, pour les étoiles P_j^1 , $\bar{\delta}=37^\circ$ $\bar{g}=2$ $\bar{h}=6$ avec une distribution assez large pour δ ne pouvant s'interpréter que par plusieurs chocs ou par création de π (1). Signalons d'autre part l'absence de corrélation significative entre δ et g ou h . Trois secondaires se sont trouvés être mesurables et ont été identifiés comme π , précisément avec de grandes valeurs de δ (85° , 42° , 48°).

La distribution du couple des angles (ψ_1, ψ_2) des deux secondaires énergiques des étoiles P_j^2 avec la direction du primaire présente également une grande dispersion et une grande dissymétrie entre ψ_1 et ψ_2 . Il semble donc que dans la majorité de ces étoiles, un des secondaires au moins soit un méson.

(1).- Soient, dans le système du laboratoire, E_0 l'énergie cinétique du primaire avant le choc, E'_0 son énergie après le choc, δ l'angle de déviation :

$$E'_0 = \frac{E_0}{1 + \tan^2 \delta \left(\frac{E_0}{2} + 1 \right)} \quad \begin{array}{l} E'_0 \text{ et } E_0 \text{ en unités } Mc^2 \\ \text{au} \end{array}$$

Supposons $E_0 = 2 \text{ Bev}$. La condition imposée secondaire, $E'_0 > 430 \text{ Mev}$, conduit à $\delta < 54^\circ$.

Si ψ_1 et ψ_2 sont les angles que font, après le choc, les deux nucléons avec la direction initiale, on a :

$$\tan \psi_1 \cdot \tan \psi_2 = \frac{1}{\frac{E_0}{2} + 1}$$

L'identification des étoiles est plus sûre pour $i \geq 3$. Cependant, un certain nombre d'étoiles présentent un cône étroit de particules secondaires, et une ou deux traces, également voisines du minimum d'ionisation, faisant un angle notablement plus grand avec le prolongement de la direction du primaire. Il semble légitime de considérer que ces dernières n'appartiennent pas à la gerbe, comme le montrent les histogrammes représentant : (Fig. 27)

- la distribution de l'angle de la particule aberrante avec la direction du primaire;
- la distribution de l'ouverture moyenne $\bar{\psi}$ par rapport au primaire, pour $i \geq 3$;
- la distribution de la déviation de l'axe de la gerbe (particules aberrantes exclues) par rapport à la direction du primaire.

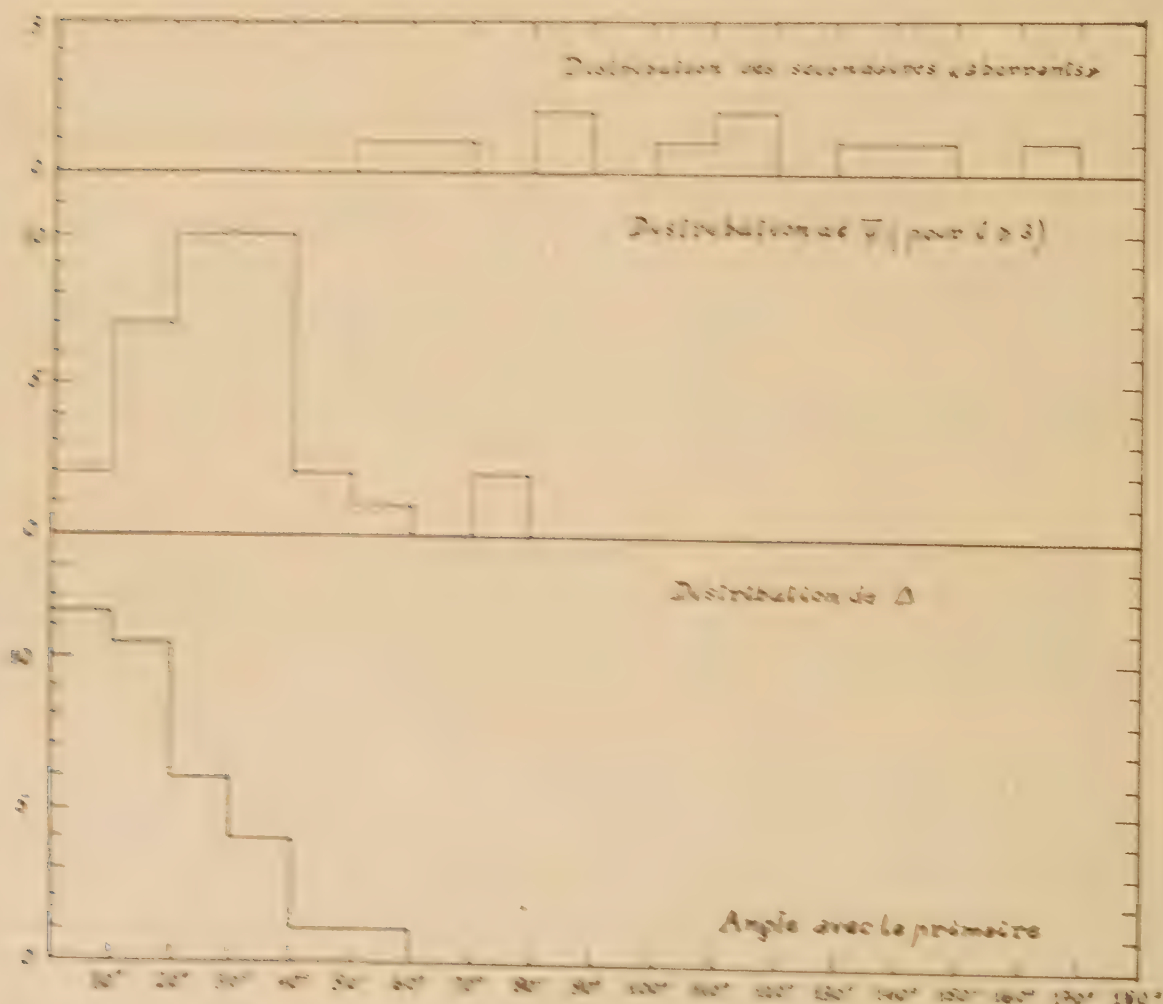


Fig. 27

Distribution angulaire des secondaires "aberrants" comparée à l'ouverture moyenne et à la déviation de l'axe des gerbes par rapport au primaire

Sur les 34 étoiles P_{ij} , 8 possèdent des particules aberrantes, généralement une, deux dans une P'_{ij} et une P''_{ij} (Table VII) 6 sur 10 de ces particules font avec la direction du primaire un angle supérieur à 90° , ce qui laisse à penser que certaines étoiles produites par primaire neutre ont pu être comptées comme étoiles P . (Dans les étoiles P'_{ij} , 8 sur 22 ont une trace faisant avec la direction supposée incidente un angle supérieur à 90°).

Nous distinguerons désormais ν , nombre de particules énergiques émises dans la désintégration, et ν_g , nombre de particules contenues dans la gerbe.

La Table VII donne, pour toutes les étoiles P et O avec $i \geq 3$, le type de l'étoile, le nombre de particules grises, le nombre ν_g de particules de la gerbe, l'angle Δ de l'axe de la gerbe avec la direction du primaire, et l'angle Δ' de cet axe par rapport à la verticale, l'angle moyen d'ouverture de la gerbe $\bar{\psi}$ par rapport à la direction du primaire, et $\bar{\psi}_{axe}$ par rapport à l'axe de la gerbe, l'angle quadratique moyen d'ouverture par rapport au primaire pour les étoiles P et par rapport à l'axe pour les étoiles O , et enfin les angles des particules aberrantes avec le primaire et avec l'axe (les deux angles indiqués entre parenthèses dans l'avant-dernière colonne).

Aucune corrélation n'a pu être mise en évidence entre Δ et $\bar{\psi}$, Δ et q , $\bar{\psi}$ et q . Mais pour mettre en évidence une telle corrélation, il est nécessaire de considérer les gerbes de même multiplicité, et la présente statistique n'offre que 14 gerbes avec $\nu_g \geq 5$. Il serait donc intéressant d'étudier de manière plus précise les gerbes à grande multiplicité.

En moyenne, Δ décroît quand ν_g croît : ceci est dû en partie au fait que Δ est mieux déterminé pour les grandes multiplicités. Deux cas sont un peu aberrants :

$$P_9^6 \text{ avec } \Delta = 37^\circ \quad (\bar{\psi} = 45^\circ) \quad P_{11}^6 \text{ avec } \Delta = 33^\circ \quad (\bar{\psi} = 36^\circ)$$

On constate que les valeurs de $\bar{\psi}$ et $\bar{\psi}_{axe}$ ne sont généralement pas très différentes. Nous avons donc étudié la distribution de l'ouverture moyenne des gerbes en fonction de la multiplicité en prenant $\bar{\psi}$ par rapport au primaire pour les étoiles P et $\bar{\psi}_{axe}$ pour les étoiles O . Cette distribution présente une très grande dispersion, indiquant une corrélation faible entre $\bar{\psi}$ et ν_g (Fig. 28). La variation de la moyenne de cette distribution en fonction de ν_g est indiquée sur la Fig. 29.

En moyenne, $\bar{\psi}$ décroît, mais lentement, avec la multiplicité.

Nous avons également effectué ces moyennes en séparant les étoiles avec $j \geq 8$ et avec $j \leq 5$ (Fig. 30). Nous avons vu précédemment, en effet, que les premières sont dues uniquement aux

noyaux lourds, et que, pour $\lambda > 3$, les secondes sont dues à peu près uniquement aux noyaux légers. Il semble que les ouvertures des gerbes soient, en moyenne, plus faibles pour les noyaux légers que pour les noyaux lourds, et que la décroissance de $\bar{\theta}$ pour une multiplicité croissante soit plus nette pour les noyaux légers. Ce fait est important, et nous y reviendrons dans l'interprétation théorique.

Signalons, pour terminer, ces quelques considérations sur les distributions angulaires, l'intérêt d'une étude systématique de la forme de la section du cône de la gerbe. L.S. OSSORNE [27] a montré, en analysant les gerbes ayant chacune plus de 5 traces au minimum, que la distribution spatiale de ces traces correspondait à un cône de section elliptique plutôt que circulaire. Nous avons constaté que, sur 7 gerbes avec $n_p \geq 7$, 4 présentent une dissymétrie très prononcée.

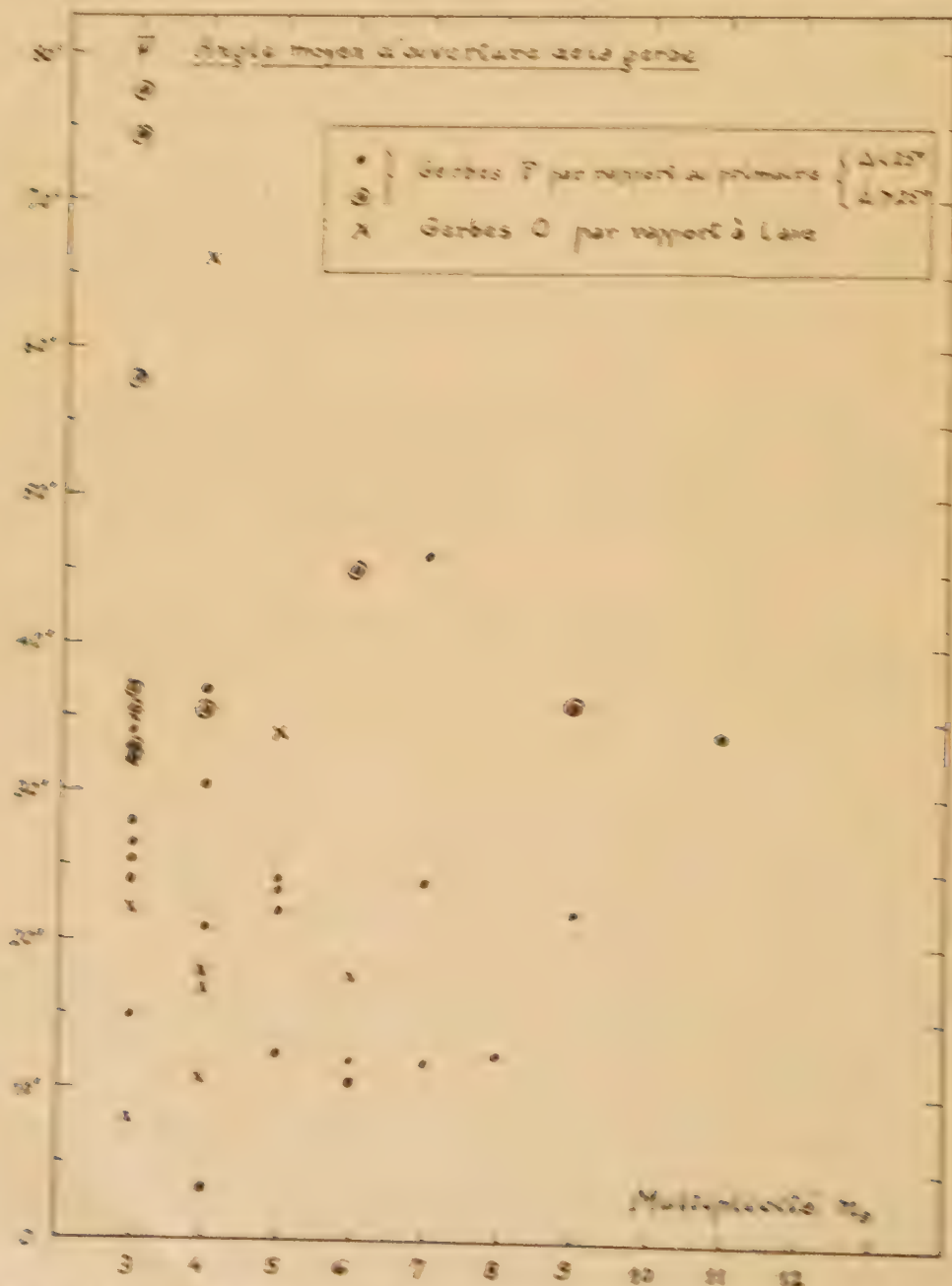


Fig. 22 - Distribution de l'angle moyen d'ouverture des gerbes suivant la multiplicité

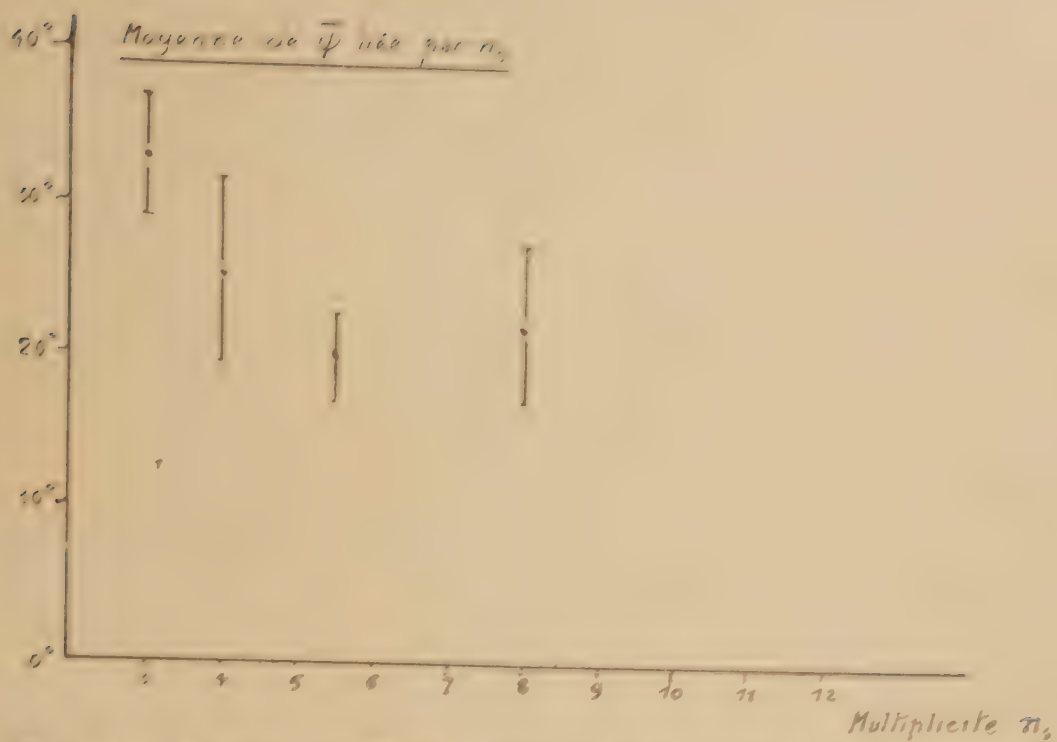


Fig. 29 Moyenne de $\bar{\Psi}$ en fonction de la multiplicité pour l'ensemble des gerbes

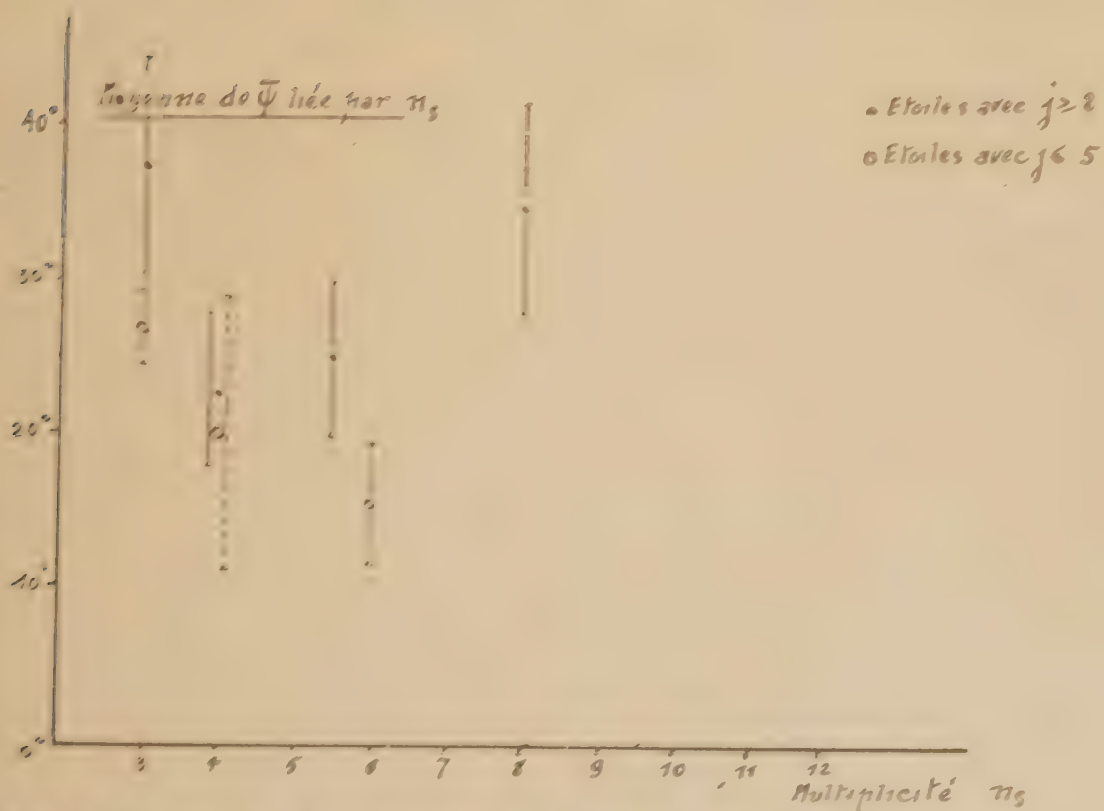


Fig. 30 Moyenne de $\bar{\Psi}$ en fonction de la multiplicité pour les étoiles dues aux noyaux lourds et légers

Caractéristiques angulaires des gerbes

Type	g	n ₃	Δ	Δ'	Ψ	Ψ _{axe}	√Ψ ²	Part.aberrantes	Remarques
P ₁₂ ³	3	3	35°	14°5	33°	37°	50°		
P ₁₃ ⁴	5	4	10°	84°	37°	36°	39°		
P ₁₇ ⁷	7	6	7°	47°	12°	12°	15°	(87°,87°)	
P ₃ ⁵	2	4	0°	42°	3°5	3°5	4°	(53°5,53°5)	
P ₉ ³	3	2	2°	7°	7°	7°5	-	(117°,117°)	
P ₁₇ ⁷	4	7	20°	100°	46°	43°	54°		Dans la gerbe, un proton de 380 Mev
P ₁₄ ³	4	3	3°	57°	15°	14°5	17°		
P ₃ ³	0	2	10°	20°5	11°5	7°	-	(164°,170°)	
P ₅ ³	2	3	20°	50°5	23°	21°	31°		
P ₁₇ ⁷	10	5	14°	39°	23°5	17°5	25°	(132°,137°) (107°,112°)	
P ₁₁ ¹¹	6	11	9°	42°	34°	34°5	42°		
P ₂₁ ⁶	3	5	3°	69°	22°	23°	27°	(117°,117°)	Primaire:3,4 Bev? Dans la gerbe un π de 800 Mev(?)
P ₇ ⁵	3	5	20°5	48°	24°	16°	27°		
P ₄ ³	2	3	15°	33°	32°5	32°5	37°		
P ₆ ¹¹	2	8	6°	45°	12°5	12°	17°		Dans la gerbe, un π de 400 Mev.
P ₃ ⁴	1	4	8°	3°	21°	19°	23°		
P ₅ ³	1	3	18°	27°	28°	33°	39°		
P ₁₃ ⁹	7	9	5°	74°	22°	22°5	28°		
P ₁₁ ³	3	3	28°	32°5	77°5	73°	93°		
P ₆ ³	3	3	27°	29°	35°5	33°	45°		
P ₆ ³	3	3	14°	24°	34°	35°5	38°		
P ₇ ³	4	3	54°	44°	58°	47°	76°		
P ₁₁ ⁹	3	9	33°	45°	36°	17°	38°		Dans la gerbe, 3 π de 400,400,700 Mev.

Type	g	n ₃	Δ	Δ'	Ψ	Ψ _{axe}	√Ψ ²	Part.aberrantes	Remarques
P ₈ ³	2	3	14°	72°	26°5	25°	30°		
P ₁₀ ³	2	3	36°	45°	37°	37°	47°5		
P ₂₄ ⁷	5	5	10°5	58°	15°	15°5	20°	(84°, 93°) (148°, 148°)	
P ₂ ⁷	1	7	10°	51°	24°	24°	30°		
P ₉ ⁶	3	6	37°	41°	45°	37°	52°		
P ₁₇ ³	3	3	46°	79°	74°5	66°	89°		
P ₁₁ ⁴	2	4	21°	56°	30°5	27°	34°		
P ₄ ³	2	3	13°	32°	24°	22°	26°		
P ₂ ⁶	1	6	5°	7°	10°5	10°	12°5		
P ₄ ⁴	1	4	28°	43°5	35°5	34°	45°5		
P ₂ ²	1	7	16°	16°	12°	13°	16°	(69°, 52°)	Dans la gerbe, un π de 350 Mev
O ₇ ³	0	3		40°		22°	23°		
O ₇ ⁴	2	4		31°		66°	72°		
O ₈ ³	3	3		79°		36°	42°5		Dans la gerbe, un π de 400 Mev
O ₁₂ ³	3	3		45°		32°	34°		
(O ₇ ¹ ?)	1	6		22°		17°5	19°	(127°)	Dans la gerbe, un π de 670 Mev
O ₂₅ ⁴	4	4		73°		11°	13°5		
O ₁₃ ⁵	5	4		33°		18°	18°	111°	
O ₁₀ ³	2	3		59°		35°	37°		
O ₁₀ ⁴	6	4		64°		17°	18°5		
O ₈ ³	2	3		79°		8°	8°		
O ₂₆ ⁵	7	5		54°		34°	40°		

V - INTERPRETATION THEORIQUE.

§ 1.- RAPPEL des FAITS EXPERIMENTAUX IMPORTANTS.

De l'étude précédente nous pouvons dégager les points importants suivants :

- 1) Le spectre intégral de multiplicité suit sensiblement une loi exponentielle.
- 2) Le spectre d'énergie des secondaires capables de produire des étoiles décroît plus rapidement que celui des primaires vrais : il y a "dégradation" du spectre d'énergie des primaires.
- 3) Le nombre de protons de collision croît lentement avec la multiplicité (croissance de $\bar{j}$ avec i). Il en est de même pour l'énergie d'évaporation ($\bar{h}$ croît avec i ainsi que le rapport $\frac{N_j > j_c}{N_j \leq j_c}$ qui tend vers la valeur théorique).

4) La variation de l'angle moyen d'ouverture de la gerbe avec la multiplicité montre une légère décroissance et une grande dispersion.

5) Les noyaux lourds ($j \geq 8$) et les noyaux légers ($j \leq 5$) présentent une différence de comportement. La multiplicité moyenne semble un peu supérieure pour les noyaux lourds. L'angle moyen d'ouverture de la gerbe est plus faible pour les noyaux légers que pour les noyaux lourds et semble décroître plus rapidement quand la multiplicité augmente.

§ 2.- Les DIFFERENTS MODES de COMPARAISON avec la THEORIE.

Les diverses théories que nous décrirons plus loin, fournissent toutes la loi de variation de la multiplicité avec l'énergie du primaire, et la distribution angulaire des particules de la gerbe en fonction de cette énergie. On peut donc concevoir plusieurs modes opératoires, applicables à des domaines d'énergie différents, à savoir :

1) Considérer des gerbes dont l'énergie du primaire peut être déterminée par des mesures de diffusion multiple et comparer directement avec la théorie [40], [41]. L'extrême limite du domaine d'énergie ainsi couvert est d'une dizaine de Bev.

2) Se limiter à des cas particuliers qui se prêtent bien à une étude détaillée c'est-à-dire des gerbes de grande multiplicité. On peut alors comparer la distribution angulaire des particules d'une gerbe individuelle avec les lois théoriques, et également déduire de cette distribution angulaire l'énergie du primaire, sous certaines hypothèses simples et passer de là à la variation de la multiplicité avec cette énergie.

Cette méthode s'applique à des énergies d'au moins quelques dizaines de Bev et elle est seule utilisable pour les gerbes de très grande énergie. [42] [43] [48] à [56]

3) Etudier statistiquement l'ensemble de toutes les étoiles observées ou un ensemble partiel de ces étoiles [27] [38] [44] [45] [57]. On ignore alors l'énergie des primaires considérés individuellement, mais on connaît par ailleurs la distribution en énergie de ces primaires. Pour chaque théorie, on en déduira donc le spectre de multiplicité auquel on doit s'attendre. La théorie permet d'atteindre, d'autre part, la variation de l'angle moyen d'ouverture de la gerbe en fonction de la multiplicité, données obtenues directement à partir de l'expérience. Le domaine d'application est ici celui des énergies moyennes, de 2 bev à une cinquantaine de Bev. C'est cette dernière étude que nous allons effectuer maintenant.

Un perfectionnement peut d'ailleurs être apporté à cette méthode par la comparaison des étoiles enregistrées à des latitudes différentes, c'est-à-dire avec des limites inférieures différentes du spectre d'énergie des primaires [27] [38] [57].

§ 3.- PRODUCTION PLURALE et PRODUCTION MULTIPLE.

Le fait brut que nous observons est le suivant : un nucléon de grande énergie arrive sur un noyau, y subit un ou plusieurs chocs et sort accompagné d'un certain nombre de mésons π , et de nucléons de recul, en laissant le noyau dans un état fortement excité. Ce noyau se détruit ensuite partiellement par évaporation. Cette simple observation ne nous permet pas de savoir s'il y a eu production de tous les mésons en un seul acte (production multiple), ou une suite de collisions donnant naissance chacune à un seul méson (production plurale), ou encore plusieurs chocs créant à chaque fois un petit nombre de mésons (production plurale-multiple).

Dans la prévision ou l'interprétation des faits expérimentaux, les théoriciens se sont d'abord laissé guider par l'analogie entre le champ mésique du nucléon et le champ électromagnétique de l'électron, en particulier par le processus du bremsstrahlung, c'est-à-dire l'émission d'un photon par le freinage d'un électron dans un champ coulombien.

Les équations de l'électromagnétisme conduisent à un hamiltonien d'interaction proportionnel au champ A et ne dépendant pas de ses dérivées. La théorie des perturbations du premier ordre prédit une production simple de photons, avec un spectre d'énergie en $\frac{dE}{E}$. L'élé-

ment de matrice de transition, et donc la section efficace d'effet Compton et de bremsstrahlung, décroissent quand l'énergie augmente. Ici, la situation est relativement simple, car le couplage de l'électron avec le champ électromagnétique est un couplage faible (la cons-

tante de couplage est $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$). La théorie des perturbations

est donc applicable, même aux énergies relativistes de l'électron, et les effets du second ordre ou d'ordre supérieur (production multiple) sont tout à fait négligeables. Une difficulté s'élève pour les basses énergies du spectre : la croissance de la section efficace quand l'énergie décroît conduit à une production multiple de photons (catastrophe infrarouge due à la masse nulle du photon), et la théorie des perturbations en couplage faible n'est plus applicable. Il est cependant possible de trouver une solution rigoureuse (BLOCH et NORDSIECK).

Les choses se présentent de façon différente dans le cas des mésons π . En principe, un hamiltonien d'interaction proportionnel au champ mésique, donc analogue à celui du système électron-photon, conduirait, par application de la théorie des perturbations, à une production simple, la masse finie du méson éliminant dans ce cas la catastrophe infrarouge. Mais la constante de couplage méson-nucléon est grande et il semble donc impossible d'utiliser ici une méthode de perturbations ; on peut déjà prévoir une production multiple aux grandes énergies. D'autre part, plusieurs types de mésons ont été théoriquement envisagés, et il n'y a pas de raison a priori de négliger, dans l'hamiltonien d'interaction, les termes qui font intervenir les dérivées du champ mésique. Un tel couplage, en général, conduit à des sections efficaces de production simple croissant avec l'énergie, ce qui est absurde, et nécessite donc l'intervention d'une production multiple. Une théorie où l'on prend au sérieux le formalisme habituel de la théorie quantique des champs, a été développée sur cette base par LEWIS, OPPENHEIMER et WOUTHUYSEN, en particulier dans le cas du méson pseudoscalaire avec une interaction pseudo-vectorielle

Il faut signaler que l'interprétation théorique de certains faits expérimentaux récents (absorption des mésons π^- lents par l'hydrogène et le deutérium, mesure des sections efficaces des réactions

$\pi^+ + D \rightleftharpoons P + P$, désintégration des π^0 en deux photons, photoproduction des mésons) semblent établir de manière sûre que le méson π est une particule pseudoscalaire. Par contre, la forme de l'interaction est à l'heure actuelle fortement discutée. Le fait que, expérimentalement, la section efficace de diffusion des π soit, aux grandes énergies, trouvée voisine de la section géométrique, prouve que l'interaction n'est pas faible dans ce domaine.

Il semblerait donc qu'on doive s'attendre à une production multiple de mésons. Cependant, HEITLER a montré que la réaction du champ mésique sur la source nucléonique peut rendre les processus multiples négligeables devant les processus simples (effet de damping). Une production plurale n'est donc pas exclue ; l'expérience doit permettre de trancher entre ces deux types de production, et, dans le cas d'une production multiple, entre les différentes théories proposées jusqu'à présent.

§ 4.- PREMIERE COMPARAISON.

En principe, une théorie plurale et une théorie purement multiple conduisent à des formes différentes pour le spectre de multiplicité [58].

Supposons d'abord qu'il n'y ait qu'un méson créé par choc, et que la perte d'énergie soit proportionnelle à l'énergie dans le système du

du nucléon incident

laboratoire. Soit m le nombre de chocs possibles dans le noyau, n le nombre de mésons produits ($n < m$) et E_ℓ l'énergie minima d'un nucléon capable de produire un méson. La perte d'énergie est $\varepsilon = k E$. Pour créer un méson dans le dernier choc, le nucléon doit avoir une énergie supérieure à $\frac{E_\ell}{q}$, avec $q = 1 - k$. Pour produire n chocs efficaces, il devra donc avoir une énergie :

$$E \geq \frac{E_\ell}{q^n}.$$

Supposons encore que le spectre intégral des primaires obéisse à une loi de puissance. Le nombre de primaires d'énergie supérieure à E est donc, à une profondeur l d'atmosphère : $N = K e^{-\frac{l}{L}} E^{-s}$ (L = libre parcours moyen d'interaction).

Substituons à E la limite inférieure obtenue précédemment : nous obtenons ainsi le spectre intégral de multiplicité :

$$\begin{aligned} N(n) &= K (E_\ell)^{-s} e^{-\frac{l}{L}} q^{ns} \\ &= K' e^{-\frac{l}{L}} e^{ns \log q} \end{aligned}$$

Le spectre intégral de multiplicité sera donc un spectre exponentiel. Nous voyons que cette forme se maintient, tout au moins pour les gerbes dues à des primaires vrais, quelle que soit l'allure du vol

puisque l'on peut intégrer $e^{-\frac{l(t)}{L}}$ sur la durée du vol sans modifier $e^{ns \log q}$.

Une théorie aussi simplifiée ne peut évidemment pas rendre compte des gerbes à grande multiplicité puisqu'on doit avoir $n < m$. Mais nous verrons comment elle a été améliorée par l'hypothèse d'une cascade nucléonique dans le noyau.

Par contre, toutes les théories de production multiple donnent une dépendance de la multiplicité en fonction de l'énergie du primaire qui peut se mettre sensiblement sous la forme :

$$n = A E^{\frac{1}{2}}$$

Substituons la valeur $E = \left(\frac{n}{A}\right)^{\frac{1}{2}}$ dans le spectre intégral des

primaires. Nous obtenons pour le spectre intégral de multiplicité :

$$N(n) = K n^{-\frac{s}{2}}$$

c'est-à-dire une loi de puissance, d'où un moyen simple de distinguer grossièrement entre les 2 types de production, puisque le spectre exponentiel donnera une droite en coordonnées semi-logarithmiques,

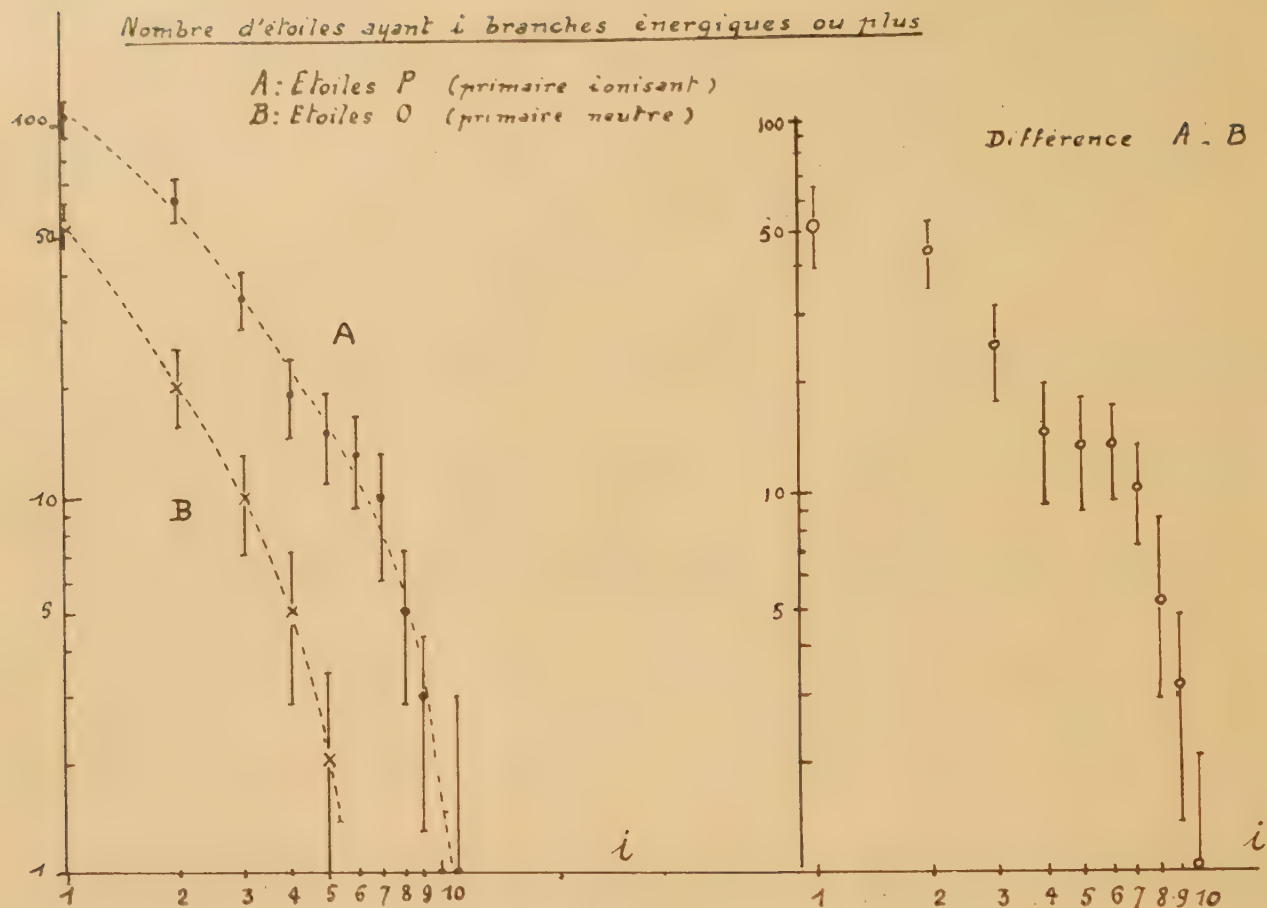


Fig. 31

Spectres de multiplicité expérimentaux en coordonnées doublement logarithmiques

et le spectre de puissance, une droite en coordonnées doublement logarithmiques.

On peut constater que les points expérimentaux sont beaucoup mieux alignés dans le 1^{er} diagramme (Fig. 21 et 22) que dans le second (Fig. 31).

En coordonnées semi-logarithmiques :

$$\log N = C^n + an \quad \text{avec} \quad a = s \log q$$

Pour les primaires vrais : $a \sim -0,2$

Pour les primaires neutres: $a \sim -0,4$

(Cependant les coefficients sont beaucoup plus proches si l'on ne prend que les premiers points du spectre de multiplicité des étoiles P).

Avec $\delta = 1,1$ la valeur $a \sim -0,2$ conduit à $q \sim 0,7$ c'est-à-dire $K \sim 0,3$. L'exposant du spectre d'énergie des secondaires serait donc environ le double de celui des primaires vrais.

Si la perte d'énergie est proportionnelle à l'énergie dans le système du laboratoire, le spectre d'énergie des secondaires doit être une loi de puissance avec le même exposant que celui des primaires. Il faut donc modifier cette hypothèse pour interpréter la décroissance plus rapide du spectre de multiplicité pour les primaires neutres. B.d'ESPAGNAT a proposé d'admettre une perte d'énergie proportionnelle à l'énergie dans le système du centre de masse des 2 nucléons. Il en résulte, dans le système du laboratoire, l'équation approchée :

$$\varepsilon = k (E - \sqrt{2ME})$$

soit :

$$\frac{\varepsilon}{E} = k \left[1 - \sqrt{\frac{2M}{E}} \right]$$

c'est-à-dire que la fraction d'énergie perdue croît avec E . On ne retrouve la loi précédente $\varepsilon = kE$ que pour les très grandes énergies. Dans ces conditions, on comprend que le spectre d'énergie des nucléons qui ont déjà subi plusieurs chocs (secondaires) décroisse plus rapidement que celui des primaires vrais.

Remarquons ici que quelques mésons π peuvent avoir une ionisation supérieure à $1,4 I_0$ et être comptés parmi les branches grises. D'autre part, la gerbe comprend un certain nombre de protons de grande énergie (de l'ordre de 20%, d'après Bristol). Enfin les mésons créés comprennent des mésons neutres, et l'on admet que les deux tiers de tous les mésons créés sont des mésons chargés. Pour chaque théorie, il conviendra donc de préciser ce que l'on entend par multiplicité.

§ 5.- SPECTRE d'ENERGIE des PRIMAIRES.

a) Forme du spectre. En réalité le spectre d'énergie des primaires n'est pas une simple loi de puissance de la forme E^{-a} . L'expression qui semble le mieux rendre compte des différentes déterminations de l'intensité totale sous diverses latitudes et de la distribution d'énergie de la radiation primaire, est, pour le spectre intégral [59] :

$$N_0(E) = \int_E^{\infty} \frac{0,048 dE}{E^{2/3} (1 + 0,09 E^{4/3})^{3/2}}$$

$N_0(E)$ étant le nombre de particules par $\text{cm}^2.\text{sec}$ et stéradian au sommet de l'atmosphère.

Elle donne une dépendance en $E^{-1,1}$ pour le spectre intégral dans l'intervalle de 2 à 12 Bev, en accord avec les récentes mesures obtenues à l'aide de fusées [60], et une dépendance en $E^{-2,7}$ pour le spectre différentiel aux très grandes énergies.

Les plaques ont été exposées à une latitude géomagnétique de 52° Nord (environs de Paris) pour laquelle la coupure magnétique est inférieure à 2 Bev. (1,4 Bev au zénith). Or, d'après CAMERINI et al. [40] il faut en moyenne 2 Bev à un nucléon pour produire un méson. Les primaires éliminés par la coupure géomagnétique n'auraient donc qu'une probabilité faible de créer des mésons et leur absence modifie peu le spectre de multiplicité.

Il est alors simple d'obtenir numériquement le spectre intégral de multiplicité dans les différentes théories. Chaque théorie fournit la loi de variation de la multiplicité n avec l'énergie du primaire : $n = f(E)$. Remarquons que cette loi n'est vraie qu'en moyenne et que la dispersion peut être grande autour de $f(E)$. En réalité, on devrait sommer une suite de lois de probabilité pour toutes les valeurs de E . Nous supposons ici, pour simplifier, que tous les primaires d'énergie supérieure à E produiront une multiplicité supérieure à $n = f(E)$. Le spectre intégral de multiplicité en résulte immédiatement (Table VIII).

b) Normalisation des résultats expérimentaux. La comparaison du spectre intégral de multiplicité calculé théoriquement avec le spectre de multiplicité expérimental, peut se faire en valeurs relatives, d'après la forme des deux spectres. Généralement, on normalise les résultats expérimentaux aux valeurs théoriques pour une certaine valeur n_0 de la multiplicité.

Les valeurs portées dans la colonne 2 de la Table VIII sont les nombres de primaires arrivant au sommet de l'atmosphère par cm², seconde et stéradian, avec une énergie supérieure à E . En réalité, le nombre de gerbes enregistrées au cours du vol avec une multiplicité au moins égale à n est proportionnel à l'intensité des primaires au sommet de l'atmosphère

$$N(n) = K N_0(E)$$

le coefficient K dépendant de la géométrie du paquet de plaques et de la forme du vol. Par contre, la relation $n = f(E)$ entre l'énergie des primaires et la multiplicité des gerbes dépend de la théorie de production envisagée. Pour un certain $N_0(E)$, le même nombre $N(n)$ correspondra, suivant les théories, à des multiplicités n différentes, et donc à une multiplicité donnée n_0 correspondront des nombres différents de gerbes $N(n_0)$. La valeur absolue du nombre de gerbes enregistrées est donc une donnée supplémentaire qui peut permettre de trancher entre les diverses théories.

Nous nous proposons maintenant de calculer le coefficient K , avec les hypothèses suivantes :

1°) la différence entre les nombres de gerbes produites par primaires ionisants et par primaires neutres correspond aux gerbes produites par primaires vrais, c'est-à-dire que les protons et neutrons sont en nombre égaux;

secondaires

2°) le libre parcours moyen d'atténuation des primaires vrais est alors le libre parcours moyen d'interaction que nous supposons géométrique. La perte d'énergie par ionisation est négligeable pour les primaires énergiques;

3°) pour une énergie supérieure à l'énergie de coupure géomagnétique, les primaires sont distribués isotropiquement au-dessus de l'atmosphère.

Soit donc $N_0(E_0)$ l'intensité des primaires d'énergie supérieure à E_0 , par cm^2 (perpendiculaire à la direction du flux) par seconde et par stéradian. A la profondeur l d'atmosphère et sous l'angle zénithal θ , cette intensité est réduite par un facteur $e^{-\frac{l}{L \cos \theta}}$, L étant le libre parcours moyen géométrique dans l'air (65 gr.cm^2). Le nombre de primaires qui traversent le paquet de plaques sous la direction θ est proportionnel à la section S offerte par l'émulsion au faisceau, et la probabilité d'une interaction est

$1 - e^{-\frac{\tau}{L'}}$ si $\tau \ll L'$, L' étant le libre parcours moyen géométrique dans l'émulsion, et τ le parcours du faisceau dans l'émulsion dans la direction θ . Or le produit $S\tau$ est égal au volume V de l'émulsion. Le nombre de gerbes enregistrées par seconde et par stéradian sous la direction θ sera donc :

$$\frac{N_0 V}{L'} e^{-\frac{l}{L \cos \theta}}$$

On obtient le nombre de gerbes enregistrées par seconde en intégrant sur toutes les directions de l'hémisphère supérieur. D'autre part, l est fonction du temps. Une intégration sur la durée du vol donne alors le nombre total de gerbes :

$$N = 2\pi \times 60 \frac{N_0 V}{L'} \int_0^T dt \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{l(t)}{L \cos \theta}} \sin \theta d\theta$$

t et T étant exprimés en minutes.

On peut intervertir l'ordre des intégrations et retrouver ainsi la fonction :

$$F(x, L) = \int_0^T e^{-\frac{x}{L} l(t)} dt, \text{ avec } x = \frac{1}{\cos \theta}$$

calculée précédemment (voir Fig. 25).

Posons $y = \cos \theta$ et $f(y) = F(x, 65)$. Le coefficient K est alors donné par l'expression :

$$K = 120 \pi \frac{V}{L'} \int_0^1 f(y) dy.$$

On a $V = 5,8 \text{ cm}^3$, $L' = 27,6 \text{ cm.}$, $\int_0^1 f(y) dy = 19$, d'où $K = 1.500$.

On déduit alors des nombres de gerbes $N(n)$ observées dans les plaques les nombres $N_0(n) = \frac{1}{K} N(n)$ que l'on peut comparer directement aux spectres théoriques de multiplicité. Les valeurs expérimentales ainsi transformées sont portées sur la Fig. 32 avec l'erreur-standard.

Nous avons 51 gerbes de multiplicité supérieure ou égale à 1. On en déduit $N_0(1) = 34.10^{-3}$. D'après le groupe de Bristol, les primaires d'énergie supérieure à 2 Bev produisent en moyenne au moins un méson. On devrait donc trouver $N_0(1) = 75.10^{-3}$. La valeur expérimentale semble trop faible malgré son imprécision. Différentes causes peuvent expliquer cet écart : imprécision sur l'altitude du vol, présence de matière dense autour des plaques, perte d'énergie par ionisation des primaires, perte de gerbes au cours de l'examen des plaques. Si elles se révélaient insuffisantes sur une statistique plus riche, il faudrait alors supposer que la distribution des primaires au sommet de l'atmosphère n'est pas parfaitement isotrope, ou encore modifier l'hypothèse du groupe de Bristol.

§ 6.- THEORIES PLURALES.

La théorie de la production plurale a bénéficié de perfectionnements successifs depuis la publication originale de HEITLER et JANOSSY (1945) et c'est seulement depuis peu de temps que les expérimentateurs peuvent disposer à ce sujet de résultats numériques détaillés.

Dans leur première théorie, HEITLER et JANOSSY [61] supposent que le nucléon primaire subit n collisions dans le noyau, chaque collision conduisant à la création d'un seul méson et les nucléons étant considérés comme libres à l'intérieur du noyau. La section efficace de choc, analogue à celle du bremsstrahlung, ne dépend que du rapport entre les énergies après et avant le choc dans le système du laboratoire. Nous avons vu qu'une telle loi conduit à la conservation de la forme du spectre d'énergie des primaires. Enfin, les processus secondaires, nucléons de recul et interactions éventuelles des π avec le noyau, sont négligés.

HEITLER et JANOSSY (1950) et TERRAUX (1951) apportent une première amélioration en tenant compte des nucléons de recul [62] [63] [64] (théorie dénommée H.J.1 avec les notations de MESSEL) et proposent deux autres processus possibles :

a) le méson π cède une grande partie de son énergie à un nucléon à l'intérieur du noyau, et ce nucléon développe à son tour une gerbe de mésons (théorie H.J. 2);

b) le méson π se décompose en plusieurs mésons suivant un processus multiple (théorie H.J.3.).

(1) ser	(2) $N(E) \times 10^3$	(3) $\bar{n}$ (H.J.1)	(4) n_L (HJ1, $D_A=5,8$)	(5) n_L (HJ2, $D_A=3,8$)	(6) n_L (MPM, $D_A=3,3$)	(7) n L.O.W.	(8) n Heisenberg	(9) n Fermi
1	107,4	0,72				1,2	1,27	0,3
2	75,15	1,3						
3	57,0	1,79				1,73	2,28	0,6
5	36,8	2,55	2,58	1,86	1,95	2,05	3,02	0,8
7	26,1	3,16	3,21	2,47	2,58	2,3	3,57	0,9
10	17,4	3,90	3,93	3,28	3,37	2,58	4,31	1
12	13,9	4,32	4,37	3,73	3,82	2,74	4,7	1,06
15	10,46	4,88	4,92	4,35	4,40	2,96	5,26	1,21
20	7,13	5,63	5,69	5,24	5,24	3,26	6,0	1,39
25	5,31					3,5	6,65	1,5
30	4,21	6,90	6,92	6,69	6,77	3,72	7,25	1,7
50	2,00	8,70	8,75	8,75	8,98	4,41	9,26	2,1
100	0,60	11,74	11,7	12,33	12,54	5,56	12,7	2,78
200	0,14	15,31	14,9	16,34	16,86	7,0	17,2	3,8
300	0,055	17,77	17,0	18,87	19,68	8,0	20,7	4,4
500	~ 0	20,25	20,1	22,35	23,47	9,5	25,6	5,3

T A B L E V I I I

Spectres théoriques de multiplicité.

Par la suite, les résultats expérimentaux obtenus avec des plaques exposées au rayonnement cosmique ont montré que les mésons π de grande énergie ont une forte interaction avec les noyaux, avec une section efficace voisine de la section géométrique, et que les chocs π -nucléons peuvent conduire à la création d'autres mésons [40] [65] [66].

On peut donc construire une théorie de production plurale en supposant que les mésons de grande énergie développent une cascade dans le noyau, exactement comme les nucléons (théorie M.P.M.). Aux hautes énergies considérées, on fait l'hypothèse de l'égalité des sections efficaces des deux réactions:



Le calcul détaillé des multiplicités a été effectué par MESSEL et al. [67] [68] dans les théories H.J.1, H.J.2 et M.P.M., celui des distributions angulaires par GREEN et al. [69] dans la théorie H.J.1. Dans chaque théorie, MESSEL et al. ont fait une hypothèse sur le nombre moyen D_A de collisions subies par une particule dans la traversée diamétrale d'un noyau de poids atomique A . Ils ont supposé, pour leurs calculs, que les π chargés constituent les 2/3 du nombre total de π émis, et que les protons et neutrons sont en nombres égaux parmi les nucléons énergiques. Les multiplicités moyennes de particules chargées (mésons et protons) sont portées dans les colonnes 3, 4, 5, 6 de la Table VIII. La colonne 3 contient la multiplicité moyenne pondérée pour les éléments légers et lourds de l'émulsion, avec

$D_A = 3,7$ pour les éléments légers et $D_A = 6,8$ pour les éléments lourds, dans l'hypothèse H.J.1. On fait d'ailleurs une erreur très faible en ne considérant que les noyaux lourds. La colonne 4 donne

n pour les noyaux lourds seulement avec $D_A = 5,8$: les résultats de ces deux colonnes sont très peu différents. Les colonnes 5 et 6 donnent n pour les noyaux lourds, respectivement dans le modèle H.J.2 avec $D_A = 3,8$ et dans le modèle M.P.M. avec $D_A = 3,3$. Remarquons dès maintenant que nous nous écartons de la loi simple de multiplicité à la quelle conduisait la théorie plurale primitive sans considération des nucléons de recul. L'imprécision des résultats expérimentaux ne permet pas d'exclure une théorie plurale "améliorée" telle que M.P.M. (Fig. 32).

Le calcul de la distribution angulaire a été effectué par GREEN et al. dans le modèle H.J.1 seulement (avec deux types différents de sections efficaces différentielles, mais les résultats sont peu différents dans les deux types). La dispersion des protons de la gerbe est beaucoup plus faible que celle des mésons. La Fig. 33 montre la variation de la moyenne quadratique des angles des mésons de la gerbe en fonction de la multiplicité, pour les noyaux lourds et légers. Cette variation est faible, et les valeurs sont un peu plus petites pour les noyaux légers. Ceci semble en accord avec les résultats expérimentaux qui montrent une faible corrélation entre l'angle moyen d'ouverture et la multiplicité, mais il y a un désaccord fondamental sur les valeurs absolues des angles ,

l'expérience donnant des valeurs beaucoup plus grandes que la théorie. On peut espérer que ce désaccord serait réduit avec une théorie utilisant le modèle M.P.M. qui tient compte de la diffusion inélastique des mésons dans le noyau.

MESSEL et al. ont également calculé, dans le modèle H.J. 1, l'énergie disponible pour la production des traces grises et noires dans les noyaux lourds ($j \geq 8$). On peut comparer ce résultat avec la variation de $\bar{j}$ en fonction de la multiplicité dans les noyaux lourds, en utilisant la formule empirique donnée par le groupe de Bristol et reliant l'énergie libérée sous forme de branches grises et noires et ce nombre j de branches :

$$E (\text{Mev}) = 37 j + 4 j^2 \quad (\text{pour } j \geq 8)$$

Les valeurs de j ainsi obtenues en fonction de n sont trop grandes et j théorique croît plus rapidement avec n que $\bar{j}$ expérimental.

§ 7.- THEORIE de LEWIS, OPPENHEIMER et WOUTHUYSEN.

La théorie de LEWIS, OPPENHEIMER et WOUTHUYSEN [70] développe l'analogie entre le champ mésique et le champ électromagnétique. Dans le cas des mésons pseudoscalaires auxquels les mésons expérimentaux semblent s'identifier, l'hamiltonien d'interaction fait intervenir les dérivées du champ mésique. Cette théorie suppose que le temps de collision est court devant la période de la radiation émise.

LEWIS a montré récemment [71] que les mésons étaient distribués dans un seul cône dirigé vers l'avant, ou dans le cône symétrique, dans le système du centre de masses, suivant qu'ils étaient émis par le nucléon incident ou par le nucléon cible. La multiplicité moyenne est alors donnée, en fonction de l'énergie E du primaire exprimée en Bev dans le système du laboratoire par :

$$n \cong 0,9 E^{\frac{1}{3}} \quad \text{pour un seul cône.}$$

La multiplicité doit être à peu près doublée si l'on considère les deux cônes. Admettant que $\frac{2}{3}$ des mésons créés sont chargés, on obtient les valeurs indiquées dans la colonne 7 de la Table VIII.

La théorie L.O.W. conduit à admettre une perte d'énergie proportionnelle à l'énergie disponible dans le système du centre de masse soit :

$$\varepsilon = \rho (W - 2 Mc^2)$$

W étant l'énergie totale des 2 nucléons dans le système du centre de masse. Si l'on admet que le choc n'est pas totalement inélastique, les multiplicités précédentes doivent être multipliées par $\rho^{2/3}$. Le spectre intégral de multiplicité obtenu par cette théorie ne peut absolument pas rendre compte des résultats expérimentaux si l'on admet un processus purement multiple (Fig. 32).

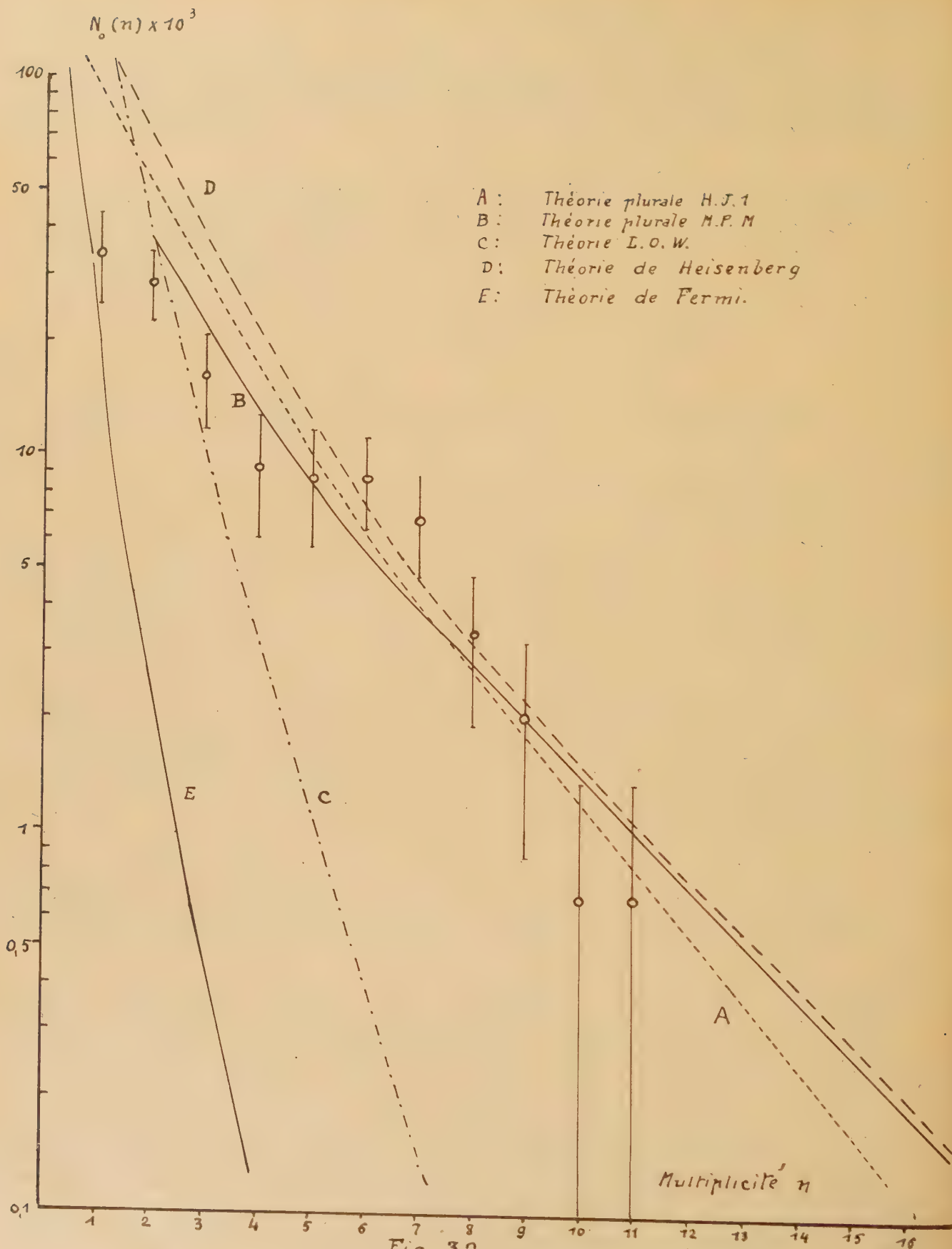


Fig. 32

Comparaison des spectres théoriques de multiplicité avec les résultats expérimentaux.

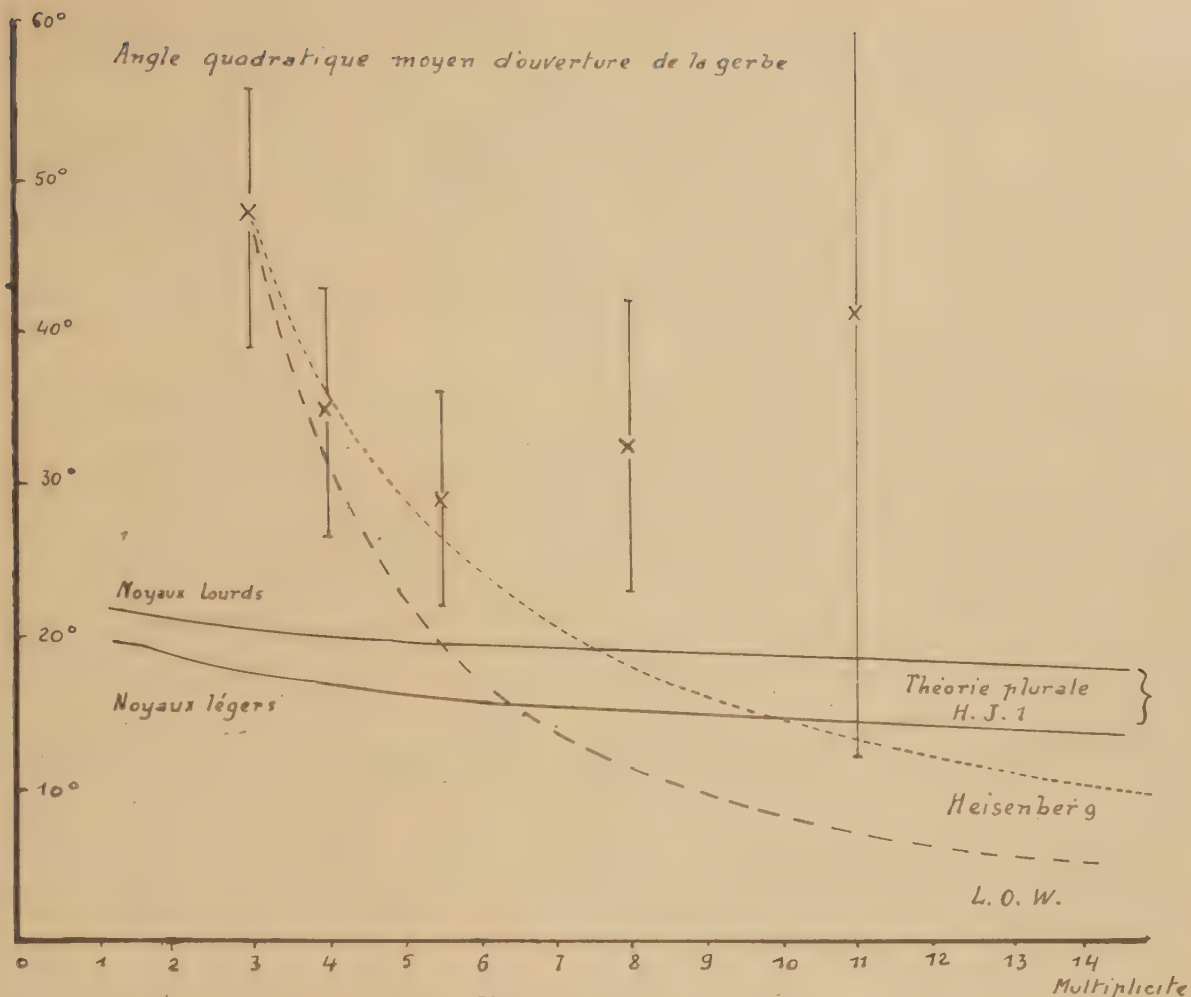


Fig. 33

Comparaison des distributions angulaires théoriques des particules de gerbes avec les résultats expérimentaux.

L'angle quadratique moyen d'ouverture de la gerbe, exprimé en radian, est donné en fonction de la multiplicité par l'expression : [58]

$$\sqrt{\theta^2} \approx \frac{8\rho}{n^{3/2}}$$

On peut ajuster cette expression à la valeur expérimentale pour $n=3$ en prenant $\rho=0,55$. Mais la décroissance rapide de $\sqrt{\theta^2}$ dans la théorie L.O.W. ne peut expliquer les grandes valeurs observées pour des multiplicités plus élevées (Fig. 33).

8.- THEORIE de HEISENBERG.

La théorie de HEISENBERG [72], au contraire de celle de LEWIS et al. suppose que le temps de collision est suffisamment grand pour permettre aux mésons de parvenir à une sorte d'équilibre dynamique. Il y a interaction des mésons entre eux (par l'intermédiaire de paires de nucléons virtuels), d'où des équations non linéaires. L'onde représentant les mésons n'est donc plus la simple superposition des ondes composantes,

et l'analyse de FOURIER de cette onde résultante fera apparaître de nombreux mésons de basse énergie.

Formellement, ce processus est l'analogue de la turbulence hydrodynamique (fluide visqueux) qui est aussi un problème non linéaire. La théorie statistique de la turbulence conduit à un spectre d'énergie de la forme :

$$F(k) dk = A \frac{dk}{k^\alpha}$$

Cette théorie conduirait à $\alpha = \frac{5}{3}$. Mais HEISENBERG trouve un bon accord avec certaines expériences pour $\alpha = 1$; les résultats ne sont d'ailleurs pas très sensibles aux choix de α .

Soient ε l'énergie disponible dans le système du centre de masse, et μc^2 l'énergie de masse du π :

$$n = \int_{\mu c^2}^{\varepsilon} \frac{F(k)}{k} dk \quad \text{et} \quad \varepsilon = \int_{\mu c^2}^{\varepsilon} F(k) dk$$

L'élimination de A entre ces deux relations fournit la multiplicité en fonction de ε :

$$n = \frac{\frac{\varepsilon}{\mu c^2} - 1}{\log \frac{\varepsilon}{\mu c^2}} \approx \frac{\frac{\varepsilon}{\mu c^2}}{\log \frac{\varepsilon}{\mu c^2}}$$

Si $E = w' Mc^2$ est l'énergie cinétique du primaire dans le système du laboratoire, l'énergie disponible dans le système du centre de masse est $(w - 2) Mc^2$ avec $w = \sqrt{2(w' + 2)}$. En faisant l'hypothèse d'une perte d'énergie proportionnelle à l'énergie disponible dans le système du centre de masse :

$$\varepsilon = \rho (w - 2) Mc^2$$

On supposera toujours que les $\frac{2}{3}$ des mésons créés sont chargés.

La multiplicité de particules chargées pour $\rho = 1$ est indiquée dans la colonne 8 de la Table VIII. On voit que, pour des énergies grandes devant l'énergie de masse, n est proportionnel à $E^{1/2}$. Le spectre de multiplicité que l'on en déduit diffère peu de celui obtenu avec une théorie plurale "améliorée" (H.J.1 ou M. P.M.) (Fig. 32).

La théorie de HEISENBERG admet une distribution à symétrie sphérique dans le système du centre de gravité. L'angle quadratique moyen d'ouverture des gerbes varie avec la multiplicité suivant l'expression

[58]

$$\sqrt{\theta^2} \approx \frac{3\rho}{n} \quad (\text{en radian})$$

La normalisation avec la valeur expérimentale est obtenue avec $\xi = 0,84$. Mais ici encore, l'angle d'ouverture de la gerbe, décroît trop rapidement quand la multiplicité augmente (Fig. 33).

Signalons que HEISENBERG a proposé récemment une autre théorie dans laquelle la multiplicité croît beaucoup plus lentement avec l'énergie du primaire [73] (le nombre total de π créés serait 3,8 pour 10 Bev, 4,2 pour 100 Bev et 5,2 pour 1.000 Bev). Cette nouvelle théorie donne donc des résultats voisins de celle de FERMI et appelle les mêmes remarques.

9.- THEORIE de FERMI.

La théorie de FERMI [74] se place dans la même ligne que la théorie de HEISENBERG. Mais tandis que HEISENBERG s'était arrêté à l'établissement d'un état turbulent dans le "fluide" de mésons environnant les deux nucléons, FERMI suppose que ce fluide atteint l'équilibre thermique. Quand les deux nucléons entrent en collision avec une grande énergie dans le système du centre de masse, cette énergie est subitement libérée dans un petit volume V entourant les deux nucléons. Fermi fait l'hypothèse que l'énergie disponible remplit ce volume en un temps très court devant la durée de collision (hypothèse opposée de celle de LEWIS et al.). L'énergie est donc rapidement distribuée suivant les lois statistiques entre les divers degrés de liberté présents dans le volume V . On peut alors calculer la probabilité pour que, dans le petit volume considéré, un certain nombre de mésons soient créés. FERMI suppose ensuite que l'énergie concentrée dans le petit volume se disperse rapidement, et que les particules créées sont projetées dans toutes les directions.

Une telle théorie doit être valable surtout aux très grandes énergies pour lesquelles le nombre des états possibles est très élevé et justifie l'application de lois statistiques.

La théorie contient un paramètre ajustable, le volume V dans lequel se répartit l'énergie. FERMI suppose que ce volume V subit la contraction de LORENTZ :

$$V = V_0 \frac{2 M c^2}{W}$$

où W est l'énergie totale des deux nucléons dans le système du centre de masse. Le volume non contracté est identifié à une sphère de rayon R .

R peut être choisi de manière à interpréter convenablement les faits expérimentaux : le nombre de particules émises dépend de la racine quatrième du volume V . FERMI choisit pour R la valeur $\frac{\hbar}{\mu c} = 1,4 \cdot 10^{-13}$ cm.

La théorie de FERMI a l'avantage sur les précédentes de tenir compte des théorèmes de conservation du moment cinétique et du moment angulaire. La conservation du moment angulaire réduit le nombre de mésons créés par un facteur de l'ordre de 0,51.

Soient $W = w Mc^2$ l'énergie totale des deux nucléons dans le système du centre de masse, $W' = w' Mc^2$ l'énergie totale et $E = (w' - 1) Mc^2$ l'énergie cinétique du nucléon incident dans le système du laboratoire.

Le passage du système [G] au système [L] fournit la relation :

$$w' = \frac{w^2}{2} - 1$$

Les résultats de la théorie de FERMI sont les suivants :

a) Aux basses énergies (E inférieur à 10 Bev), le nombre total de mésons créés est approximativement donné par :

$$\bar{n} \simeq 2,1 \frac{w - 2}{w^{1/3}}$$

Cette expression ne tient pas compte de la conservation du moment angulaire et est donc surestimée par un facteur de l'ordre de 2.

b) Aux énergies intermédiaires (E entre 10 et 100 Bev), le nombre total de mésons, compte tenu de la conservation du moment angulaire, est :

$$\bar{n} = 1,34 \frac{(w - 2)^{3/2}}{w}$$

c) Aux très grandes énergies ($E > 5.000$ Bev), un raisonnement thermodynamique donne pour le nombre de particules chargées émises, l'expression

$$\bar{n} = 1,2 (w')^{1/4}$$

Pour des énergies suffisantes, on voit que la multiplicité est proportionnelle à $E^{1/4}$.

La multiplicité de particules chargées émises, déduite des relations précédentes, est indiquée dans la colonne 9 de la Table VIII. Cette multiplicité est faible et ne peut rendre compte des résultats expérimentaux si l'on admet un processus purement multiple (Fig. 32).

La conservation du moment angulaire conduit à une distribution angulaire qui diffère notablement de la distribution à symétrie sphérique [75]. Si la collision nucléon-nucléon ne se fait pas de plein fouet, le système prend une grande quantité de moment angulaire qui doit se retrouver dans l'état final, ce qui favorise l'émission des particules dans les directions parallèles à la direction du choc. La distribution angulaire s'écarte donc de la symétrie sphérique dans le système du centre de masse.

Les formules donnant les distributions angulaires dans la théorie de FERMI se prêtent mal à un traitement statistique qui donnerait l'angle moyen d'ouverture en fonction de la multiplicité. Remarquons seulement que cette théorie, prévoyant dans le système du centre de gravité une distribution qui favorise les directions parallèles à la direction du choc, donnera dans le système du laboratoire une dispersion plus faible que celle indiquée par la théorie de HEISENBERG. Elle se heurtera donc aux mêmes difficultés que cette dernière.

CONCLUSIONS

Nous apercevons maintenant qu'une éventuelle distinction entre les différentes théories de production de mésons est moins simple que ne le laissait penser le premier critère envisagé précédemment, dans lequel un spectre exponentiel de multiplicité permettait de conclure à une production de type plural, un spectre de puissance à une production de type multiple. Le problème est complexe, et la distinction subtile entre un processus plural comportant le développement d'une cascade de nucléons et de mésons à l'intérieur du noyau, et un processus pluralo-multiple à faible multiplicité. Essayons néanmoins de marquer les points essentiels de la discussion précédente. Nous insistons encore une fois sur le fait que nous ne voulons tirer ici que des conclusions statistiques. Nous cherchons le processus qui interprète la majorité des gerbes produites à des énergies moyennes, c'est-à-dire entre 2 Bev et une cinquantaine de Bev. Cela n'exclut pas que des exemples particuliers puissent s'interpréter par un autre processus.

Cette restriction faite, il apparaît nettement que la considération des spectres de multiplicité élimine des processus purement multiples dont les multiplicités seraient données par FERMI, ou par LEWIS et al. Le spectre de multiplicité correspondant à la théorie multiple de HEISENBERG est assez proche de ceux donnés par les différents types de production plurale faisant intervenir la création de mésons par les nucléons de recul et par les mésons eux-mêmes, et les résultats expérimentaux sont statistiquement trop pauvres pour permettre de trancher entre les deux modes de production.

Les distributions angulaires des particules de gerbes semblent favoriser une production de type plural. Toutes les théories multiples prédisent une décroissance trop rapide de l'angle moyen d'ouverture des gerbes quand la multiplicité augmente. La théorie plurale prévoit au contraire une faible variation de l'angle avec la multiplicité, mais les valeurs absolues, dans le cas de la théorie H.J.1 qui ne tient compte que des nucléons de recul, sont encore trop faibles. On peut espérer qu'une théorie du type M.P.M., faisant également intervenir les interactions ultérieures des mésons dans le noyau, apporterait une amélioration dans ce sens.

Un autre argument en faveur de la prédominance d'un processus plural, semble être la différence de comportement des noyaux légers et des noyaux lourds, tant au point de vue de la multiplicité moyenne qu'à celui de la distribution angulaire.

Par contre, si l'on constate bien une croissance avec la multiplicité du nombre moyen de protons de collision, et de l'énergie d'excitation laissée au noyau (avec des fluctuations énormes), cette croissance semble être plus faible que ce que prédit une théorie plurale.

Un autre point qui résulte de cette étude est la différence de comportement entre les spectres de multiplicité des primaires ionisants et des primaires neutres. Le spectre d'énergie des secondaires décroît plus rapidement que celui des primaires vrais, ce qui est incompatible avec une perte d'énergie rigoureusement proportionnelle à l'énergie dans le système du laboratoire.

Certains exemples particuliers d'interactions à très grande énergie ne peuvent s'interpréter que par l'intervention d'une production de type multiple. C'est le cas de gerbes à grande multiplicité sans branches grises ou noires, ou accompagnées d'un nombre faible de branches de ce type. Mais on peut dire que, dans le domaine d'énergie que nous avons étudié, le processus de cascade à l'intérieur du noyau semble exercer une influence prépondérante. De façon statistique, si l'on ne peut affirmer que la théorie plurale est correcte, on peut dire qu'elle est suffisante pour interpréter les résultats expérimentaux [76]. Ses conclusions ne se distinguent pas de celles d'une théorie pluralo-multiple à faible multiplicité.

Une réponse précise sur le fond du problème pourra sans doute être apportée par l'étude des phénomènes de très haute énergie. Ce sont ces phénomènes qui attireront de plus en plus l'attention des physiciens puisqu'ils pourront jeter quelques lumières sur les théories métriques et enrichir nos connaissances sur les particules élémentaires. On peut espérer beaucoup à ce sujet de la récente mise en fonctionnement des accélérateurs produisant des énergies supérieures au milliard d'électron-volts, mais les rayons cosmiques garderont pendant longtemps encore le privilège de leurs fabuleuses énergies.

Ce travail a été effectué au sein d'une équipe qu'il faudrait remercier toute entière. Mais je tiens d'abord à témoigner ma gratitude au Professeur LEPRINCE-RINGUET, organisateur et animateur de cette équipe, qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire, s'intéresser à mon travail, et me donner les conseils et les encouragements nécessaires.

Je voudrais également exprimer ma reconnaissance à M. PEYROU, qui, par de nombreuses suggestions et discussions, m'a apporté une aide précieuse, et à Mme HUG-BOUSSER et à M. DELLA CORTE pour leur collaboration amicale à certaines parties de ce mémoire.

Je suis redevable de fructueuses discussions à tous mes camarades du laboratoire, en particulier à MM. d'ESPAGNAT, PRENTKI, HOANG, GREGORY et CRUSSARD.

Mes remerciements s'adressent aussi à tous ceux qui ont rendu possible la présente étude : à Mme HUG-BOUSSER et MM. FERRAND et MORELLET qui ont réalisé l'exposition des plaques à haute altitude, à MM. MORELLET et LOUVIGNY qui les ont développées, et à l'équipe de jeunes filles qui les ont examinées au microscope, plus particulièrement Melles ROUGEUL et VIDAL, ainsi que Mrs COWIE.

Ce travail a pu être effectué grâce à une allocation du Centre National de la Recherche Scientifique.

TABLE des MATIERES

	Pages
AVANT - PROPOS.....	1
PREMIERE-PARTIE	
La TECHNIQUE des EMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES EPAISSES.	
I - DESCRIPTION des PLAQUES. VOLS.....	3
II - MESURES d'IONISATION.....	5
§ 1.- GENERALITES.....	5
§ 2.- TEST de SENSIBILITE de l'EMULSION.....	7
a) Principe de la méthode.....	7
b) Détermination de la probabilité α d'arrêt d'un μ dans un élément léger.....	9
c) Application.....	10
§ 3.- DETERMINATION du MINIMUM d'IONISATION.....	12
a) Méthode de comptage des grains.....	12
b) Causes d'erreurs.....	13
1°) Influence de l'observateur.....	13
2°) Variations locales.....	15
3°) Fluctuations statistiques.....	15
c) Remontée relativiste de l'ionisation.Choix du minimum.....	17
§ 4.- SIGNIFICATION du RAPPORT N/N_0	18
III - MESURES d'ANGLES.....	21
§ 1.- MESURES.....	21
§ 2.- REPRESENTATION PAR CARTE.....	22
§ 3.- DISTRIBUTIONS ANGULAIRES par RAPPORT à la VERTICALE	24
§ 4.- ANGLE REEL ENTRE DEUX TRACES.....	24
§ 5.- AXE de la GERBE.....	24
§ 6.- CHANGEMENT d'ORIGINE.....	25

DEUXIEME PARTIE

ETUDE des CONDITIONS de DETECTION des MESONS LENTS.

I - RAPPORT $\frac{\pi^-}{\pi^+}$	28
II - ETUDE EXPERIMENTALE des RAPPORTS $\frac{N(\mu)}{N(\text{etoiles})}$ et $\frac{N(\pi)}{N(\text{etoiles})}$	31
III - ETUDE THEORIQUE du RAPPORT $\frac{N(\mu)}{N(\pi)}$	
§ 1.- TEMPS de RALENTISSEMENT d'un MESON π DANS LE PAQUET.	35
§ 2.- CALCUL de la PRODUCTION des MESONS μ	38
a) Remarque préliminaire.....	38
b) Premier calcul.....	40
c) Second calcul.....	42
IV.- RADIATEUR de MESONS. RADIATEUR OPTIMUM. APPLICATION aux MESONS LOURDS.	
§ 1.- POSITION du PROBLEME.....	46
§ 2.- DISPOSITION des CALCULS. DETERMINATION de l'EPAISSEUR OPTIMUM.....	48
§ 3.- APPLICATION aux MESONS LOURDS.....	51

TROISIEME PARTIE .

INTERACTIONS NUCLEAIRES de GRANDE ENERGIE Production de mésons.

I - INTRODUCTION

II - DEFINITIONS et PREMIERS RESULTATS

§ 1.- MESURES.....	57
§ 2.- CLASSIFICATION des BRANCHES d'ETOILES.....	57

	Pages
§ 3.- DEFINITION du PRIMAIRE	58
§ 4.- CLASSIFICATION des ETOILES.....	59
§ 5.- ESSAI d'IDENTIFICATION du NOYAU HEURTÉ.....	65
 III - GERBES de MESONS. SPECTRES de MULTIPLICITE'	
§ 1.- EVIDENCE d'une CREATION de MESONS.....	67
§ 2.- INDICATION SOMMAIRE sur l'ENERGIE des MESONS CREES	68
§ 3.- SPECTRES de MULTIPLICITE.....	69
§ 4.- BRANCHES GRISES et NOIRES.....	72
 IV - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES .	
§ 1.- DISTRIBUTIONS ANGULAIRES des PRIMAIRES et SECONDAIRES d'ETOILES.....	73
§ 2.- DEFINITION de la GERBE. PARTICULES "ABERRANTES". OUVERTURE de la GERBE.....	74
 V - INTERPRETATION THEORIQUE.	
§ 1.- RAPPEL des FAITS EXPERIMENTAUX IMPORTANTS.....	84
§ 2.- LES DIFFERENTS MODES de COMPARAISON avec la THEORIE	84
§ 3.- PRODUCTION PLURALE et PRODUCTION MULTIPLE.....	85
§ 4.- PREMIERE COMPARAISON.....	86
§ 5.- SPECTRE d'ENERGIE des PRIMAIRES.....	89
a) Forme du spectre.....	89
b) Normalisation des résultats expérimentaux.....	90
§ 6.- THEORIES PLURALES.....	92
§ 7.- THEORIE de LEWIS, OPPENHEIMER et WOUTHUYSEN.....	95
§ 8.- THEORIE de HEISENBERG.....	97
§ 9.- THEORIE de FERMI.....	99
CONCLUSIONS.....	101

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- (1) FERRAND, MORELLET, BOUSSER - Annales de Géophysique Juillet-Septembre 1951
- (2) DILWORTH, OCCHIALINI, VERMAESEN - Bull. Cent. Phys. Nucl.
Bruxelles (Février 1950).
- (3) BONETTI, DILWORTH, OCCHIALINI - Bull. Cent. Phys. Nucl.
Bruxelles (Mars 1951)
- (4) MORELLET - Méthodes de développement, fixage, séchage . (non publiées
exposées à la Conférence sur les émulsions nucléaires,
Bruxelles, Septembre 1951).
- (5) VIGNERON - Journ. de Phys. II, 305 (1949).
- (6) FERMI - Phys. Rev. 57, 485 (1940).
- (7) WICK - Ric. Scientifica, II, 273 (1940) : 12, 858 (1941).
Nuovo Cimento , I, 302 (1943)
- (8) HALPERN et HALL - Phys. Rev. 57, 459 (1940) : 73, 477 (1948)
- (9) BOHR A. - Det. Kgl. Dans. Vid. Sels. 24, n.19 (1948).
- (10) OCCHIALINI - Congrès de Côme (Nuovo Cimento, Supp. 3,377 (1949)).
- (11) FOWLER - Phil. Mag. 41, 169 (1950)
- (12) CAMERINI, F^L JOWER, LOCK et MUIRHEAD - Phil. Mag. 41, 413 (1950)
- (13) MESSEL et RITSON - Phil. Mag. 41, 1129 (1950)
- (14) SCHÖNBERG - Nuovo Cimento, 8, 159 (1951)
- (15) VOYVODIC - Conférence de Bristol (1951)
PICKUP et VOYVODIC - Phys. Rev. 80,89 (1950)
- (16) McDIARMID - Phys. Rev. 84, 851 (1951)
- (17) MORRISH - Phil. Mag. 43, 533 (1952)
- (18) JAUNEAU et HUG-BOUSSER - Journ. de Phys. 13, 465 (1952)
- (19) SHAPIRO et STILLER - Phys. Rev. 87, 682 (1952)
- (20) SCHÖNBERG - Nuovo Cimento 9, 210 (1952) ; 9,372 (1952)
HUYBRECHTS et SCHÖNBERG - Nuovo Cimento 9, 764 (1952)

- (21) ADELMAN et JONES - Phys. Rev. 75, 1468 A (1949)
- (22) FRY - Phys. Rev. 83, 594 (1951)
- (23) BONETTI et TOMASINI - Nuovo Cimento 8, 893 (1951)
- (24) DILWORTH - Communication privée.
- (25) HODGSON - J. Appl. Phys. 3, 11 (1952)
- (26) DELLA CORTE, RAMAT et RONCHI jr. Nuovo Cimento 5, 509 (1953)
- (27) OSBORNE - Phys. Rev. 81, 239 (1951)
- (28) PERKINS - Phil. Mag. 40, 601 (1949)
- (29) CHESTON et GOLDFARB - Phys. Rev. 78, 683 (1950)
- (30) MENON, MUIRHEAD et ROCHAT - Phil. Mag. 41, 583 (1950)
- (31) ADELMAN - Phys. Rev. 85, 249 (1952)
- (32) BROWN, CAMERINI, FOWLER, HEITLER, KING et POWELL - Phil. Mag.
40, 862 (1949)
- (33) PEYROU - Congrès de Cône (Nuovo Cimento, Suppl. 3, 408 (1949))
- (34) ROSSI - Rev. Mod. Phys. 20, 537 (1948)
- (35) SANDS - Phys. Rev. 77, 180 (1950)
Technical Report n° 28 ONR (1949)
- (36) BOUSSER, DELLA CORTE, JAUNEAU et PEYROU - Colloque de Physique
Théorique, Paris Avril 1950.
Conférence de Bombay sur les particules fondamentales
Décembre 1950
Ric. Scientifica I, 43 (1951)
- (37) HARDING - Nature , 163, 440 (1949)
- (38) SALANT, HORNBOSTEL, FISK et SMITH - Phys. Rev. 79, 184 (1950)
- (39) CAMERINI, COOR, DAVIES, FOWLER, LOCK, MUIRHEAD et TOBIN -
Phil. Mag. 40 , 1073 (1949)
- (40) CAMERINI, DAVIES, FOWLER, FRANZINETTI, MUIRHEAD, LOCK, PERKINS et
YEKUTIELI - Phil. Mag. 42, 1241 (1951)
- (41) CAMERINI, DAVIES, FRANZINETTI, LOCK, PERKINS et YEKUTIELI -
Phil. Mag. 42, 1261 (1951)
- (42) LORD et SCHEIN - Phys. Rev. 77, 19 (1950)
- (43) LORD - Phys. Rev. 81, 901, (1951)

- (44) SHAPIRO, STILLER, BIRNBAUM et O'DELL - Phys. Rev. 83, 455 (1951)
- (45) CORTINI, MANFREDINI et SEGRE - Nuovo Cimento 9, 128 (1952)
9, 659 (1952)
- (46) PERKINS - Nature , 160, 299 (1947)
- (47) HARDING, LATTIMORE et PERKINS - Proc. Roy. Soc. A 196, 325 (1949)
- (48) PICKUP et VOJVODIC - Phys. Rev. 84, 1190 (1951)
- (49) KAPLON, PETERS et BRADT - Phys. Rev. 76, 1735 (1949)
- (50) BRADT, KAPLON et PETERS - Helv. Phys. Acta. 23, 24 (1950)
- (51) LORD, FAINBERG et Shein - Phys. Rev. 80, 970 (1950)
- (52) KAPLON, PETERS et RITSON - Phys. Rev. 85, 900 (1952)
- (53) KAPLON et RITSON - Phys. Rev. 85, 932 (1952)
- (54) LAL, PAL, PETERS et SWAMI - Proc. Ind. Acad. Sc. 36, 75 (1952)
- (55) HOANG - Journ. de Phys. (sous presse)
- (56) DILWORTH, Goldsack, HOANG et SCARSI - C.R. Ac. Sc. Paris 236, 1551
(1953)
- (57) FELD, LEBOW et OSBORNE - Phys. Rev. 77, 731 (1950)
- (58) d'ESPAGNAT - Thèse de Doctorat, Paris 1950
- (59) NEHER - dans Progress in Cosmic Ray Physics, North-Holland
Publishing Compagny (1952)
- (60) VAN ALLEN et SINGER - Phys. Rev. 78, 819 (1950)
- (61) HEITLER et JANOSSY - Proc. Phys. Soc. A 62, 374 (1949)
- (62) HEITLER et JANOSSY - Helv. Phys. Acta. 23, 417 (1950)
- (63) TERRAUX - Helv. Phys. Acta 24, 551 (1951)
- (64) CLEMENTEL - Nuovo Cimento 7, 109 (1950)
- (65) ROSSER et SWIFT - Phil. Mag. 42, 856 (1951)
- (66) LOCK et YEKUTIELI - Phil Mag. 43, 231 (1952)
- (67) MESSEL, POTTS et McCUSKER - Phil. Mag. 43, 889 (1952).
- (68) MESSEL et POTTS - Phys. Rev. 88, 488 (1952)

- (69) GREEN, MESSEL et CHARTRES - Phys. Rev. 88, 1277 (1952)
 - (70) LEWIS, OPPENHEIMER et WOUTHUYSEN - Phys. Rev. 73, 127 (1948)
 - (71) LEWIS - Rev. Mod. Phys. 24, 241 (1952)
 - (72) HEISENBERG - Nature 164, 65 (1949)
Z. Physik 126, 569, (1949)
 - (73) HEISENBERG - Kosmische Strahlung, Springer (1953)
 - (74) FERMI - Prog. Theoret. Phys. 5, 570 (1950)
 - (75) FERMI - Phys. Rev. 81, 683 (1951)
 - (76) MESSEL et POTTS - Nuovo Cimento 10, 486 (1953).
-



DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES par la FACULTE

La méthode de focalisation forte ,
dans les accélérations de très grande énergie

Vu et approuvé

PARIS, le 11 juin 1953

Le Doyen de la Faculté des Sciences

2. CHATELET

Vu
et Permis d'imprimer
pour le Recteur de l'Académie
de Paris ,
e Vice-Président de l'Université
de Paris ,

G. DAVID

